ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 JUIN 1946.

PRÉSIDENCE DE M. ÉLIE CARTAN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de la Pentecôte la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 12 juin au lieu du lundi 10.

M. **Joseph Magrou** dépose une *Notice* sur la vie et les travaux de son prédécesseur, **Marin Molliard**, qui sera imprimée dans le Recueil des *Notices et Discours*.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur la température* actuelle *des caves de l'Observatoire de Paris*. Note [1] de M. **Ernest Esclangon**.

Nous avons indiqué [2] que la température des caves de l'Observatoire (à 28ᵐ de profondeur), dépourvue de variations diurnes et saisonnières (à moins de 1/100 de degré près), présentait, au contraire, des variations séculaires très importantes.

Cette température y a été observée depuis 1671, successivement par Mariotte, La Hire, Le Gentil (1759), Messier (1776), Lavoisier (1783), Gay-Lussac, Arago (1817-1852). Mais, jusqu'en 1817, un grand nombre des températures observées sont entachées d'une certaine ambiguïté en raison de l'ignorance dans laquelle on était alors des lents déplacements du zéro des thermomètres. De 1817 à 1852, les thermomètres de Lavoisier et de Gay-Lussac ont été observés régulièrement et comparativement, mais les déplacements de leurs zéros n'ont pas été systématiquement suivis. Après 1852, les observations ont été à peu près abandonnées.

Entre 1776 et 1852, des observations sûres montrent que la température est voisine de 11°,8. En 1944, ayant entrepris de vérifier cette donnée, je constatai, non sans surprise, une élévation considérable de 1°,2 par rapport à ces

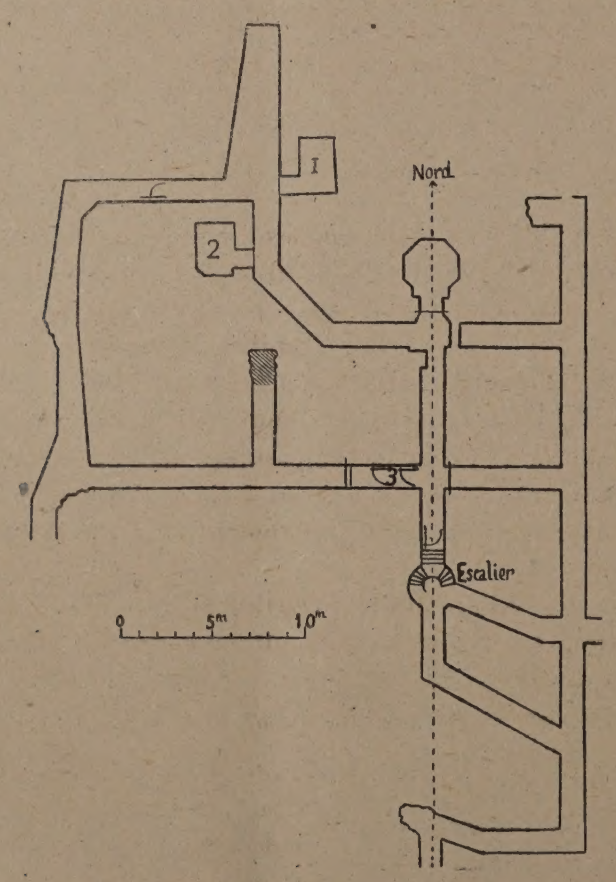
---

(1) Séance du 27 mai 1946.

(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 981.

anciennes observations. Je crus utile alors, devant l'inattendu du résultat, de procéder, par une observation prolongée, à une détermination nouvelle et très précise de cette température. Je fis construire par les Établissements Poulenc un thermomètre de haute sensibilité et à grande échelle (cinq centimètres au degré, thermomètre n° 525332) qui devait être employé concurremment avec un thermomètre de précision, mis obligeamment à ma disposition par M. Pérard, Directeur du Bureau International des Poids et Mesures (thermomètre Prolabo n° 236). Les deux thermomètres furent l'objet d'une étude soignée au Pavillon de Breteuil, immédiatement avant la mise en observation, pour être renouvelée à la fin des observations.

Le T. 525332 fut installé à demeure dans le caveau 1 des souterrains (voir



la figure), sur une table, dans un bain de sable sec, le thermomètre étant lui-même enfermé dans un tube, simple isolant mécanique destiné à éviter toute pression accidentelle ou permanente du sable sur le réservoir. Le caveau 1 est celui où furent placés autrefois les thermomètres de Lavoisier et de Gay-Lussac. Le T. 236 était destiné, à fin de comparaisons, à être transporté et à séjourner en d'autres emplacements, tels que 2 et 3, en outre du caveau 1, où il put être comparé longuement et à diverses reprises avec le T. 525332.

Les observations ont eu une durée d'un an, de mai 1944 à mai 1945 ([3]).

Voici les lectures brutes, effectuées sur le T. 525332, avec division approximative en trimestres :

22 mai (1944)..	12°,920	21 août....	12°,920	22 novembre...	12°,920	5 mars....	12°,930
30 »	920	28 »	920	4 décembre...	925	12 »	930
5 juin........	918	12 sept.....	920	18 » ...	920	18 »	930
12 »	925	18 »	925	4 janv. (1945).	920	28 »	925
19 »	920	25 »	925	21 »	925	9 avril...	920
26 »	920	2 oct.......	925	2 février......	920	17 »	925
3 juillet......	920	9 »	925	9 »	925	24 »	925
11 »	920	23 »	925			3 mai.....	925
17 »	920	31 »	920			14 »	925
24 »	920	6 nov.....	920				
31 »	920	13 »	920				
11 août.......	920						
Moyennes...	12°,920		12°,923		12°,921		12°,926

Moyenne générale.......... 12°,922

Il n'y a donc bien aucune variation saisonnière sensible. La différence des lectures entre le T. 325332 et le T. 236, ayant séjourné ensemble dans le caveau 1, est, en juillet et août 1944, de + 0°,155; d'octobre 1944 à mai 1945, de + 0°,154, ce qui montre la parfaite stabilité de ces deux instruments.

D'autre part, les études de ces thermomètres, faites en 1944 *avant* les observations et en 1945 *après* les observations, indiquent pour ces thermomètres aux températures observées, les corrections suivantes, à *l'échelle du mercure* : T. 525332, + 0°,029; T. 236, + 0°,180, ce qui donne pour la température effective du caveau 1, obtenue respectivement avec ces deux instruments : 12°,951 et 12°,948.

On peut donc conclure en toute sécurité, et avec une approximation du centième de degré, que la température, mesurée dans le caveau 1, était, de mai 1944 à mai 1945, de

12°,950 (échelle du mercure) ([4]).

Elle est supérieure de 1°,2 à celle observée, en ce même emplacement, il y a cent ans; supérieure de plus de 2° à la température moyenne observée à la surface du sol. Elle paraît, dans la période actuelle, légèrement croissante, à raison de 0°,02 par an.

La période des observations a été particulièrement favorable, en ce sens que, correspondant à une période critique de la guerre, les souterrains de l'Obser-

---

([3]) Les lectures, qui demandent beaucoup de soin, ont été faites par M. Jean Blum, assistant à l'Observatoire.

([4]) A *l'échelle de l'hydrogène*, pour la température et les deux thermomètres considérées, cette température doit être diminuée de 0°,066, devenant ainsi 12°,884.

vatoire ont été peu visités, qu'aucun travail nécessitant la présence prolongée d'observateurs ou d'ouvriers n'y a été exécuté. D'autre part, le chauffage des immeubles de Paris, particulièrement les chauffages centraux, ont été pour ainsi dire complètement arrêtés; ceci pour répondre à une opinion, d'ailleurs non fondée, qui consisterait à attribuer une part de l'élévation thermique observée à la transformation importante des modes de chauffage, au cours du siècle écoulé. Au surplus, les souterrains à l'aplomb de la cour Nord de l'Observatoire, sont éloignés de tout immeuble, et l'on a vu quel écran isolant constitue déjà une couche de terrain de 28^m d'épaisseur.

A l'emplacement 2, la température observée a été de 12°,97; enfin à l'emplacement 3, près du débouché de l'escalier, où certains échanges thermiques peuvent se produire avec la colonne d'air montante, la température mesurée a été de 13°,05, supérieure de 0°,1 à celle observée dans le caveau 1.

En raison de la longue série d'observations thermiques dont les souterrains de l'Observatoire ont été l'objet, document unique dans ce genre d'études, il serait souhaitable que des observations systématiques précises, aux mêmes emplacements, fussent périodiquement renouvelées, tous les dix ans par exemple, mais en choisissant des périodes au cours desquelles les souterrains ne sont pas le siège de présences prolongées. C'est ainsi que, du 15 mai au 30 juin 1945, la présence continue d'ouvriers a élevé la température de 0°,02 dans le caveau 1 et de 0°,10 à l'emplacement 3 près de l'escalier.

Quelle interprétation donner à ces résultats? Tandis que, en raison de la faible conductibilité des couches superficielles, la température moyenne à la surface du sol est surtout réglée par les circonstances météorologiques extérieures et peut, pendant des millénaires, demeurer sensiblement constante, celle des couches profondes est liée (en outre des conditions à la surface) à la chaleur interne du globe dont la constance, en tous points, ne semble pas réalisée. Sans doute faut-il s'arrêter à cette notion que, dans les couches profondes, la température subit ou peut subir normalement des variations séculaires importantes, sous l'influence de causes mal définies. Des circonstances diverses, telles que : déplacements des pôles, irrégularité de la rotation terrestre, phénomènes volcaniques etc., montrent d'ailleurs que, à l'intérieur du globe, ne règne pas, sous toutes les formes, un parfait état d'équilibre, et que des actions et réactions multiples y sont en perpétuelle activité.

PROBABILITÉS. — *Relations de probabilités dans les cas d'interdépendance. Applications à la Chimie.* Note (1) de M. **Georges Reboul.**

L'équilibre d'une phase, formée par n constituants soumis à p facteurs d'action, est conditionné par une relation de probabilités entre les diverses

(1) Séance du 27 mai 1946.

variables définissant l'état du système ([2]). Lorsque constituants et facteurs sont indépendants, cette relation prend la forme

$$\sum_1^n \beta_1 \frac{dm_1}{m_1} + \sum_1^p \beta'_1 \frac{dU_1}{U_1} = 0, \tag{1}$$

m étant les masses des constituants, U les actifs des facteurs, β et β' les coefficients de correction des probabilités. Que devient cette relation quand constituants et facteurs ne sont plus indépendants ?

I. Supposons qu'il y ait entre constituants et facteurs d'action la relation

$$\varphi(m_1 m_2, \ldots, U_1 U_2, \ldots) = \text{const.}$$

Si cette fonction est continue, on a

$$0 = \sum_1^n (m_1 \varphi'_{m_1}) \cdot \frac{dm_1}{m_1} + \sum_1^p (U_1 \varphi'_{U_1}) \frac{dU_1}{U_1}, \tag{2}$$

qui peut, elle aussi, être considérée comme une relation de probabilités analogue à l'équation (1).

Tout se passe donc comme si l'on avait affaire à un système pour lequel la réalisation d'un événement (équilibre final) demande la simultanéité de deux autres événements. Le premier correspond à la répartition, suivant une loi de hasard, des variations élémentaires des actifs des facteurs entre les individus formant les divers constituants, il se traduit par l'équation (1). Le deuxième correspond aux modifications apportées par ces mêmes variations dans la relation qui lie constituants et facteurs et exprime leur dépendance; il se traduit par l'équation (2).

La probabilité correspondant à deux événements simultanés est égale au produit des probabilités correspondant à chacun des événements pris séparément. Or, pour des variations élémentaires égales à l'unité

$$(dm_1 = dm_2 = \ldots = dU_1 = dU_2 = \ldots = 1),$$

les probabilités s'expriment, dans le cas correspondant à l'équation (1), par les quotients β_1/m_1, ..., β'_1/U_1, ... et, dans celui de l'équation (2) par les valeurs φ'_{m_1}, ..., φ'_{U_1}, ...

Quand les deux événements sont simultanés les probabilités deviennent

$$\frac{\beta_1}{m_1}\varphi'_{m_1}, \ldots, \frac{\beta'_1}{U_1}\varphi'_{U_1}, \ldots$$

et les coefficients de correction des probabilités

$$\beta_1 \varphi'_{m_1}, \ldots, \beta'_1 \varphi'_{U_1}, \ldots.$$

([2]) G. et J.-A. Reboul, *Comptes rendus*, 212, 1946, p. 1063.

de sorte que, dans le cas où constituants et facteurs sont en dépendance, la relation des probabilités s'écrit

$$(3)\qquad \sum_{1}^{n}\beta_1\varphi'_{m_1}\frac{dm_1}{m_1}+\sum_{1}^{p}\beta'_1\varphi'_{U_1}\frac{dU_1}{U_1}=0.$$

II. Cette relation permet d'établir les lois des équilibres chimiques, les formules donnant les vitesses de déplacement de ces équilibres, ... etc.

Prenons, par exemple, le cas de l'équilibre d'un système homogène (celui d'un système hétérogène se traiterait sans difficulté de manière analogue).

On a une seule phase dans laquelle se trouvent des molécules A, B, ... susceptibles de se transformer en d'autres molécules M, N, ... suivant la réaction

$$\varphi=a|A|+b|B|+\ldots-m|M|-n|N|-\ldots=0,$$

$|A|$, $|B|$, ..., $|M|$, $|N|$, ..., étant les molarités (nombre de molécules par litre).

Si les constituants étaient indépendants et se comportaient tous de même manière, on aurait la relation des probabilités

$$\sum\frac{d|A|}{|A|}-\sum\frac{d|M|}{|M|}+\beta'_1\frac{dp}{p}+\beta'_2\frac{dT}{T}=0,$$

en supposant que les seuls facteurs d'action intervenant dans l'équilibre sont, outre les molarités, la pression p et la température T.

Les constituants se trouvant en dépendance, on doit avoir, en vertu de la relation (3),

$$\sum a\frac{d|A|}{|A|}-\sum m\frac{d|M|}{|M|}+\beta'_1\frac{dp}{p}+\beta'_2\frac{dT}{T}=0.$$

Pour une pression et une température données, l'intégration de cette équation donne la formule de Guldberg et Waag

$$\frac{|A|^a\,|B|^b\ldots}{|M|^m\,|N|^n\ldots}=K,$$

la constante K étant, en général, fonction de la température et de la pression.

Quand il s'agit de mélanges de gaz parfaits pour lesquels la réaction ne change pas le nombre total des molécules, le coefficient K est uniquement fonction de la température et prend alors la forme

$$K=K_0e^{\int_0^T\alpha\,dT},$$

α étant une fonction de la température. Dans le cas particulier où α est constant et suffisamment petit, on a

$$\text{Log}\,K=\alpha_0+\alpha T,$$

formule qui est grossièrement valable pour beaucoup de réactions et peut être admise en première approximation.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage *Révolution en Agriculture*.

M. **Philibert Guinier** fait hommage à l'Académie de deux brochures intitulées *La Forêt et la science forestière* et *Physionomie forestière de la France*.

NOMINATIONS.

M. **Emmanuel de Margerie** est délégué, avec M. **Gustave Roussy** précédemment désigné, au Congrès scientifique qui aura lieu à l'occasion du *deuxième centenaire* de la fondation de la Société Zurichoise des Sciences naturelles.

M. **Albert Portevin** est désigné pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à New York, les 16, 17 et 18 septembre 1946, pour la célébration du *soixante-quinzième anniversaire* de la fondation de l'American Institute of Mining and Metallurgical Engineers.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Géographie et Navigation, en remplacement de M. *Robert Bourgeois*, décédé.

Le nombre des votants étant 56,

M. Donatien Cot	obtient	34	suffrages
M. Louis Bréguet	»	11	»
M. Georges Poivilliers	»	5	»
M. Pierre Tardi	»	3	»
M. Roger Brard	»	2	»
M. Jean Vignal	»	1	»

M. **Donatien Cot**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement provisoire de la République.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de deux candidats à la Chaire de *Physiologie du travail*, vacante au Conservatoire National des Arts et Métiers.

(Renvoi à la Section de Médecine et Chirurgie.)

M. **Vsevolod Romanovsky** rend compte de l'usage qu'il a fait de la subvention qui lui a été accordée, en 1942, sur la Fondation Villemot.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Société d'encouragement pour l'Industrie Nationale. *L'Agriculture française devant la concurrence internationale*, par M. Pierre Fromont.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Fluctuations dans les grandeurs physiques quasi sinusoïdales*. Note [1] de MM. **André Blanc-Lapierre** et **Pierre Lapostolle**, présentée par M. Émile Borel.

Introduction. — Nous allons préciser les propriétés de quelques grandeurs quasi sinusoïdales (stabilité d'amplitude ou de fréquence et spectre). Le spectre pourra toujours être défini par la fonction de corrélation considérée comme moyenne temporelle [2].

I. Mouvement d'un pendule peu amorti excité par chocs. — L'élongation $x(t)$ est la somme des contributions $q_j R(t-t_j)$ des impulsions q_j agissant aux instants respectifs t_j. On a

$$(1) \qquad x(t)=\sum_{-\infty}^{t} q_j R(t-t_j) \qquad \text{avec } R(t)=\begin{cases} \dfrac{1}{I\omega_0}e^{-\lambda t}\sin 2\pi\nu_0 t & \text{pour } t>0,\\ 0 & \text{pour } t<0\end{cases}$$

(I, ω_0, ν_0, T_0 et $\delta=\lambda T_0$ sont le moment d'inertie, la pulsation, la fréquence, la période et le décrément du pendule).

Les propriétés de $x(t)$ varient avec les hypothèses faites sur les q_j et les t_j. Pour des chocs déclenchés par le mouvement lui-même [c'est-à-dire agissant quand $x(t)$ a certaines valeurs], le pendule peut devenir un *auto-oscillateur*. S'ils sont donnés *a priori*, c'est un *amplificateur*.

a. Auto-oscillateur. — Les q_j sont des variables aléatoires indépendantes, de même fonction de répartition [$q'_j=q_j-\bar{q}$]. Nous prenons les t_j très voisins des moments t'_j de passage à l'équilibre (vitesse positive) [$t_j=t'_j+\alpha_j/\omega_0$]. Dans l'entretien parfait du pendule, on a $q'_j\equiv\alpha_j\equiv 0$. Imaginons d'abord $\alpha_j\equiv 0$, *les q'_j étant gaussiens (écart type μ faible) et indépendants*. $x(t)$ est quasi sinusoïdal; phase et fréquence sont constantes; l'amplitude $A(t)$ [$a(t)=A(t)-\bar{A}$] est une fonction aléatoire stationnaire laplacienne [3] caractérisée par

$$(2) \qquad \bar{A}=\frac{q}{I\omega_0\delta}; \qquad \overline{a(t)a(t+\tau)}=\frac{\mu^2 e^{-\lambda|\tau|}}{2I^2\delta\omega_0^2}.$$

Le spectre de $x(t)$ a une bande continue (b_1) et une raie (r_1). Pour (b_1), la densité d'énergie $\Delta(\nu)$ à la fréquence ν est

$$(3) \qquad \Delta(\nu)=\frac{\mu^2\lambda}{2I^2\omega_0^2\delta}\,\frac{1}{\lambda^2+4\pi^2(\nu-\nu_0)^2} \qquad \left[\text{largeur de bande } \Delta\nu=\frac{\lambda}{\pi}\right].$$

La raie (fréquence ν_0) a une énergie $q^2/2I^2\delta^2\omega_0^2$.

---

[1] Séance du 27 mai 1946.

[2] A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, *Comptes rendus*, **222**, 1946, pp. 467 et 1270.

[3] A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 378.

Supposons maintenant *tous les q'_j nuls; les α_j étant très petits, indépendants et répartis suivant une même loi de Gauss.* $x(t)$ est alors une fonction à peu près sinusoïdale d'amplitude relativement stable. La phase $\Phi(t)$ est *gaussienne pour* tout t et satisfait, pour tout $t_1 > t_0$, aux relations

$$(4) \qquad \overline{[\Phi(t_1)-\Phi(t_0)]^2} = \overline{\alpha^2}\,\delta^2\,\frac{(t_1-t_0)}{T} \quad \text{et} \quad \overline{[\Phi(t_1)-\Phi(t_0)]\Phi(t_0)} = 0.$$

Le spectre est constitué par une bande (b_2) de même forme que (b_1), de largeur $\delta^2\overline{\alpha^2}\nu_0/2\pi$ et d'énergie égale à celle de (r_1). Pour des q'_j et des α_j tous non nuls et indépendants, il y a superposition de deux bandes dérivant des types (b_1) et (b_2).

b. Amplificateur. — Pour des chocs égaux ($q'_j \equiv 0$) *et régulièrement répartis*, on a un cas classique où $x(t)$ est périodique. Si les t_j fluctuent légèrement autour de points régulièrement distants de T_0 ($t_j = jT_0 + \varepsilon_j$, où j prend toutes les valeurs entières positives, négatives ou nulles), on peut écrire

$$x(t) = \Sigma\,R(t - jT_0) + \Sigma\varepsilon_j R'(t - jT_0),$$

$x(t)$ est la somme de deux fonctions qui se ramènent à des problèmes étudiés plus haut. *Pour des t_j complètement désordonnés* (loi de Poisson), on a le cas du pendule soumis au mouvement brownien; les résultats valent en électricité pour un bruit soigneusement filtré et en optique pour des radiations quasi monochromatiques; $x(t)$ est une fonction aléatoire stationnaire laplacienne dont la densité spectrale d'énergie est

$$\Delta(\nu) = \frac{q^2\rho}{2IC}\,\frac{1}{\lambda^2 + 4\pi^2(\nu-\nu_0)^2} \qquad \text{avec} \qquad C = \frac{I}{\omega_0^2}.$$

On sait d'autre part que l'amplitude a une fonction de répartition semi-normale, quel que soit l'amortissement supposé faible.

II. Force électromotrice $e(t)$ d'un alternateur dont la vitesse $\Omega_0(t)$ $[\omega_0(t) = \Omega_0(t) - \overline{\Omega_0}]$ est une fonction aléatoire stationnaire laplacienne $[\overline{\omega_0^2} < (\overline{\Omega_0})^2]$. — On a

$$(7) \qquad e(t) = \frac{d}{dt}[\sin\varphi] \qquad \text{avec} \qquad \varphi(t) = \varphi_0 + \int_0^t \Omega_0(\theta)\,d\theta.$$

La fonction de corrélation $\gamma(\tau)$ relative à $e(t)$ est

$$(8) \qquad \gamma(\tau) = \frac{1}{2}[\overline{\Omega_0}]^2 \cos\overline{\Omega_0}\tau\, e^{-\frac{1}{2}\Delta^2(\tau)},$$

$\Delta^2(\tau)$ étant le carré moyen de l'intégrale de $\omega_0(\theta)$ entre t et $t+\tau$.

Si le spectre de $\omega_0(t)$ est localisé aux très basses fréquences, le spectre de $e(t)$ est donné par

$$(9) \qquad \Delta(\nu) = \frac{(\overline{\Omega_0})^2}{2}\sqrt{\frac{2\pi}{\overline{\omega_0^2}}}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(\nu-\nu_0)^2 4\pi^2}{\overline{\omega_0^2}}} \qquad \text{avec} \qquad \nu_0 = \frac{\overline{\Omega_0}}{2\pi},$$

$e(t)$ est un sinus de pulsation et d'amplitude lentement variables et approximativement égales à $\overline{\Omega_0} + \omega_0(t)$.

GÉOMÉTRIE. — *Congruences arbitrairement déformables avec fixité des points centraux sur les différents rayons.* Note de M. **Paul Vincensini**, présentée par M. Élie Cartan.

1. L'étude d'une question se rattachant à la transformation de Weingarten de l'équation de Monge-Ampère de la déformation, dont le développement, comme celui d'une Note antérieure ([1]), paraîtra dans un autre Recueil, m'a conduit à un certain nombre de résultats relatifs à la déformation des congruences rectilignes. Je me permets d'en indiquer ici quelques-uns. Comme dans la Note citée, les rayons D de la congruence C soumise à la déformation sont situés dans les plans tangents aux différents points M d'une surface Σ et invariablement liés à ces plans tangents. Le rayon D relatif à M est perpendiculaire à la tangente en M à la courbe $u =$ const. du système orthogonal (u, v) de Σ, et il coupe cette tangente en un point I dont la distance au point M sera désignée par a $[\overline{\mathrm{MI}} = a(u, v)]$. Une déformation de C sera définie par une déformation de Σ.

2. Demandons-nous d'abord comment il convient de choisir Σ et la congruence C associée pour que, si l'on déforme Σ *arbitrairement*, les *points centraux* relatifs aux différents rayons D de C *restent fixes sur leurs rayons respectifs*. En exprimant cette condition, on trouve que Σ peut être choisie *arbitrairement*, que le réseau (u, v) est un réseau quelconque de Σ formé d'une famille de géodésiques et de leurs trajectoires orthogonales $[ds^2 = du^2 + G\,dv^2]$, et que la fonction $a(u, v)$ définissant C est donnée par

$$(1) \qquad a\frac{\partial\sqrt{G}}{\partial u} - \sqrt{G}\frac{\partial a}{\partial u} = 0,$$

d'où l'on déduit $a = V\sqrt{G}$ ($V =$ fonct. arb. de v). Le point central ω sur un rayon quelconque D de C est alors défini par

$$\overline{I\omega} = -\left(G\left|\frac{\partial G}{\partial u}\right.\right)(1 + V') - \frac{V}{2}\left(\frac{\partial G}{\partial v}\left|\frac{\partial G}{\partial u}\right.\right).$$

L'équation (1) montre (*voir* la Note rappelée) que les congruences C sont des congruences (de Ribaucour) à couples de foyers associés situés sur deux tangentes conjuguées de Σ. Plus précisément, ce sont les congruences de Ribaucour sur lesquelles l'*une* des deux familles de courbes du réseau invariant de M. J. Drach, dont les tangentes (Note citée) ne cessent de partager harmoniquement les droites joignant chaque point M de Σ aux foyers F_1, F_2 du rayon correspondant de C, *est formée de lignes géodésiques*. Les congruences générales de Ribaucour peuvent, comme l'on sait, être regardées comme les congruences des polaires des cordes de contact des enveloppes de sphères centrées sur Σ.

([1]) *Comptes rendus*, 222, 1946, pp. 630-632.

A ce point de vue les congruences C actuelles sont susceptibles de la définition suivante : Choisissons arbitrairement, sur Σ, ∞^1 géodésiques. Centrons sur chaque géodésique ∞^1 sphères égales, le rayon relatif à chaque géodésique étant arbitraire. La congruence des polaires des cordes de contact des enveloppes de sphères ainsi obtenues est la congruence C la plus générale associée à Σ à points centraux invariants par déformation arbitraire de Σ.

3. Un cas important est celui où le réseau invariant de Σ relatif à une congruence C est *orthogonal*. Les foyers F_1, F_2 sur un rayon quelconque D sont alors symétriques par rapport à la tangente MI à la courbe $u =$ const. de Σ. On a $\overline{I\omega} = 0$; l'expression de $\overline{I\omega}$ (n° 1) montre que

$$G = f(u)\,[ds^2 = du^2 + U^2 dv^2];$$

Σ est applicable sur une surface de révolution, et l'on peut caractériser les surfaces Σ déformées des surfaces de révolution, par le fait *qu'on peut leur attacher des congruences* C *dont les couples de foyers associés restent équidistants des points* M *correspondants lorsqu'on déforme* Σ. Les rayons de ces congruences sont perpendiculaires aux tangentes aux déformées de parallèles, et la fonction $\overline{MI} = a(u, v)$ qui les fixe est $a = Uv$: il existe ∞^1 congruences C attachées à Σ, correspondant aux ∞^1 auto-applications de Σ. Lorsque Σ, en se déformant, affecte la forme révolutive, une nouvelle propriété apparaît : les plans focaux relatifs à un même rayon d'une congruence C viennent se placer *symétriquement* par rapport au plan tangent correspondant de Σ, leur angle avec ce plan étant d'ailleurs défini par $\operatorname{tg}\theta = U'/\sqrt{-UU''}$. On déduit aussitôt de là les surfaces de révolution pour lesquelles les C associées sont *à angle des plans focaux constant :* elles ont pour élément linéaire $ds^2 = du^2 + u^\alpha dv^2$ (α étant un nombre quelconque), et θ est défini par $\operatorname{tg}\theta = 1/\sqrt{\alpha/(2-\alpha)}$. Le cas où $\alpha = 1$ est particulièrement remarquable. Σ est alors une *forme révolutive de développée de surface minima*, et les C associées sont *normales*. Cette dernière circonstance persistant par déformation de Σ, on voit que les déformées des développées de surfaces minima peuvent être caractérisées par le fait d'*admettre des congruences* C *associées normales à foyers associés équidistants des points correspondants de la surface*.

4. Les surfaces applicables sur les développées de surfaces minima ne sont pas les seules à admettre des C associées normales à points centraux invariants au cours d'une déformation arbitraire. La recherche des surfaces générales Σ jouissant de cette propriété conduit, la solution évidente fournie par une congruence normale arbitraire associée à l'une de ses nappes focales étant écartée, aux surfaces d'élément linéaire $ds^2 = du^2 + [u + \psi(v)]\,dv^2$, où ψ est une fonction arbitraire de v. Cette forme de ds^2 caractérise les *déformées des surfaces réglées à plan directeur isotrope*, et contient en particulier les 5 types pour lesquels le problème de la déformation peut être résolu complètement. Les C associées sont définies par $\overline{MI} = a = V\sqrt{u + \psi(v)}$ $(V = f(v))$.

Le cas particulier où $V = -(v/2) + ce^{-2v}$ ($c =$ const.) ramène aux surfaces Σ applicables sur les quadriques imaginaires tangentes en un point au cercle de l'infini. Dans ce cas, parmi les C associées à Σ, il y en a *une* pour laquelle le lieu des points centraux reste une surface minima par déformation de Σ. C'est la considération de cette congruence particulière, d'un point de vue différent de celui de la présente Note, qui a fourni à L. Bianchi l'occasion d'étendre les théorèmes de Guichard, et l'a conduit à sa théorie générale de la déformation des quadriques.

MÉCANIQUE. — *Sur la répartition d'énergie dans les spectres acoustiques.* Note de M. **Bohumil Hostinský**, présentée par M. Henri Villat.

1. Considérons un corps solide élastique C capable de vibrations stables autour de sa position d'équilibre absolu. Si m désigne le triple du nombre de molécules [1] du corps C, toute vibration de C résulte d'une superposition de m vibrations principales. Soient $\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_m$ les fréquences de ces vibrations principales. L'ensemble de fréquences ν_k constitue le *spectre acoustique* du corps C. Si m est un grand nombre (d'ordre 10^{24}), le nombre de fréquences ν_k comprises entre ν et $\nu + d\nu$ peut être représenté par la formule approchée $f(\nu)\,d\nu$ où la *densité de fréquences* $f(\nu)$ est une fonction continue de ν.

La corde de Lagrange nous donne un premier exemple. Une corde de longueur l, élastique et sans masse, porte m corps égaux et équidistants; si M est la masse totale de ces m corps et si S est la tension de la cordre, nous avons [2] pour une grande valeur de m,

$$f(\nu) = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{Ml}{S}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \nu^2 \dfrac{Ml}{4\,sm^2}}}, \qquad \sqrt{\frac{4S}{Ml}} < \nu < m\sqrt{\frac{4S}{Ml}}.$$

La densité $f(\nu)$ devient infinie à l'extrémité droite du spectre (hautes fréquences).

Un second exemple est dû à E. J. Routh (*Treatise on the dynamics of a system of rigid bodies, the advanced part*, 5e édition, 1892, § 420-421). Il considère deux systèmes de cordes équidistantes et parallèles respectivement aux côtés AB et BC d'un cadre rectangulaire solide ABCD; les extrémités des cordes sont fixées sur le cadre. Soit P un quelconque des points où une corde d'un système rencontre une corde du second système. Un corps de masse μ est attaché à chaque point P; nous considérons les vibrations de ce système de masses μ perpendiculaires au plan du cadre ABCD. Il résulte de formules

---

(1) Pour simplifier, nous ne tenons compte que des degrés de liberté relatifs au mouvement de translation des molécules.

(2) *Comptes rendus*, **222**, p. 438, 1946.

données par Routh que la densité $f(\nu)$ de fréquences est égale à zéro aux extrémités du spectre et qu'elle admet un ou deux maxima.

2. Décomposons le mouvement du corps C en vibrations principales; une énergie $e(\nu)$ déterminée correspond alors, à un instant donné, à chaque vibration principale de fréquence ν. $e(\nu)$ est constante, s'il n'y a pas de forces extérieures agissant sur C. L'énergie du corps C (somme d'énergie cinétique et potentielle) est égale à la somme $e(\nu_1)+e(\nu_2)+\ldots$; la fonction $e(\nu)$ dépend de la nature du mouvement, par exemple, des conditions initiales.

3. Si nous voulons exprimer l'énergie de C au moyen de la fonction continue $e(\nu)$, il faut tenir compte de la densité de fréquences. Soit $dE(\nu)$ l'énergie correspondant aux fréquences comprises entre ν et $\nu+d\nu$. Supposons que m soit très grand; la *densité d'énergie* $dE(e)/d\nu$ dans le spectre acoustique est alors donnée par la formule

$$\frac{dE(\nu)}{d\nu}=f(\nu)\,e(\nu). \tag{1}$$

4. Supposons maintenant que C fasse partie d'un système S de corps tel que le théorème de Maxwell-Boltzmann sur l'équipartition d'énergie s'applique à S. Conformément à ce théorème, après un temps suffisamment long, une distribution s'établit de sorte qu'une énergie e, indépendante de ν, appartienne à chaque degré de liberté, et, en particulier, à chaque fréquence ν du corps C. Dans ce cas la formule (1) donne

$$\frac{dE(\nu)}{d\nu}=e\,f(\nu),$$

e étant une constante. Ainsi la densité d'énergie est proportionnelle à la densité de fréquences, si le théorème de Maxwell-Boltzmann s'applique; la densité de fréquences $f(\nu)$ dépend toujours de ν, de sorte que, dans un spectre acoustique d'un corps vibrant quelconque, l'énergie n'est jamais répartie avec une densité indépendante de la fréquence.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une méthode d'approximation en Mécanique des fluides compressibles.* Note de M. **Caius Jacob**, présentée par M. Henri Villat.

1. A part quelques problèmes particuliers qu'on sait résoudre rigoureusement, on est, en mécanique bidimensionnelle des fluides compressibles, obligé à avoir recours à des méthodes d'approximation. Nous signalerons de ce point de vue les méthodes bien connues de Rayleigh et de Janzen, dont M. E. Lamla [1] vient de donner une autre forme remarquable. Ces méthodes s'appliquent surtout avec succès dans le cas des écoulements fluides autour de parois données,

---

[1] *Luftfahrtforschung*, 19, 1942, p. 358.

sans formation de sillages et conduisent à la résolution de certains problèmes de Dirichlet.

Dans ce qui suit nous nous proposons d'exposer une méthode d'approximation, fondée sur l'emploi du procédé hodographique, applicable aux écoulements fluides autour de parois données ϖ avec formation de sillages à la Helmholtz.

2. Nous désignerons par Ox et Oy les axes de coordonnées rectangulaires, par u, v les projections de la vitesse sur les axes, par V sa grandeur, par ρ la masse spécifique du fluide. En admettant que l'écoulement considéré soit permanent et irrotationnel, on aura un potentiel des vitesses $\varphi(x, y)$ et une fonction de courant $\psi(x, y)$, reliées par le système

$$(1) \qquad u = \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\rho_0}{\rho}\frac{\partial\psi}{\partial y}, \qquad v = \frac{\partial\varphi}{\partial y} = -\frac{\rho_0}{\rho}\frac{\partial\psi}{\partial x},$$

où ρ_0 est la valeur de ρ lorsque le fluide se trouve au repos. Soient θ l'angle de la vitesse avec Ox et $\tau = \log V$. Nous poserons $\omega = \theta + i\tau$, $\overline{\omega} = \theta - i\tau$, ainsi que $f = \varphi + i\psi$, $\overline{f} = \varphi - i\psi$ et $z = x + iy$, $\overline{z} = x - iy$. En choisissant comme variables indépendantes f et $\overline{f}$ à la place de x et y et comme fonctions inconnues ω et $\overline{\omega}$, le système (1) sera remplacé par l'équation fondamentale de la méthode hodographique

$$(2) \qquad \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1\right)\frac{\partial\omega}{\partial f} + \left(\frac{\rho_0}{\rho} + 1\right)\frac{\partial\omega}{\partial\overline{f}} = \frac{1}{2}\frac{\rho_0}{\rho}\frac{V^2}{c^2}\left(\frac{\partial\omega}{\partial f} + \frac{\partial\omega}{\partial\overline{f}} - \frac{\partial\overline{\omega}}{\partial f} - \frac{\partial\overline{\omega}}{\partial\overline{f}}\right),$$

où c est la vitesse de propagation du son. On aura ensuite pour revenir au plan z,

$$(3) \qquad dz = \frac{1}{2}e^{i\omega}\left(1 + \frac{\rho_0}{\rho}\right)df + \frac{1}{2}e^{i\omega}\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)d\overline{f}.$$

3. La méthode des approximations successives est applicable à l'équation (2). Désignons par U la grandeur de la vitesse aux grandes distances et sur les lignes de jet λ; soit encore c_0 la vitesse du son dans le fluide au repos. La loi caractéristique du gaz étant supposée adiabatique, on a

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 + \frac{M^2}{2}\frac{V^2}{U^2} + \frac{\gamma}{8}M^4\frac{V^4}{U^4} + M^6\ldots \qquad \left(\gamma = \frac{c_p}{c_v} \sim 1,408\right),$$

où $M = U/c_0$ est le nombre de Mach. En posant

$$\omega = \omega_0 + M^2\omega_1 + M^4\omega_2 + \ldots, \qquad \overline{\omega} = \overline{\omega}_0 + M^2\overline{\omega}_1 + M^4\overline{\omega}_2 + \ldots \qquad (\omega_n = \theta_n + i\tau_n),$$

on aura, pour déterminer les approximations successives,

$$(4) \qquad \frac{\partial\omega_0}{\partial\overline{f}} = 0, \qquad \frac{\partial\omega_1}{\partial\overline{f}} = -\frac{1}{4}\frac{V^{(0)2}}{U^2}\frac{\partial\overline{\omega}_0}{\partial\overline{f}}, \qquad \ldots,$$

d'où

$$\omega_0 = \theta_0 + i\tau_0 = \omega_0(f), \qquad \omega_1(f, \overline{f}) = \frac{i}{4}\left(\frac{V^{(0)2}}{U^2} - 1\right) + g(f), \text{ etc.,} \qquad \text{avec } V^{(0)} = e^{\tau_0}.$$

A la fonction $\omega_0(f)$ il correspondra un écoulement liquide, dans le plan $z^{(0)}$, défini par

$$dz^{(0)} = e^{i\omega_0}\,df.$$

Nous prendrons $\theta_1 = 0$ sur ω et $\tau_1 = 0$ sur λ, ce qui conduit à $g(f) \equiv 0$. Alors en première approximation l'angle θ se conserve dans les deux écoulements, liquide et gazeux, associés, aux points où f est le même. Comme on sait (¹), ce fait peut être pris comme point de départ d'une autre méthode approchée due à S. A. Tchapliguine (²). On a ensuite

$$(5)\qquad Z = \left(1 + \frac{M^2}{4}\right)Z^{(0)} - \frac{M^2}{4U^2}\overline{\int \left(\frac{df}{dz^{(0)}}\right)^2 dz^{(0)}} + M^4(\ldots),$$

la barre désignant qu'il faut prendre le nombre complexe conjugué.

4. La méthode exposée ci-dessus se prête à de nombreuses applications dans le cas des jets gazeux ou bien dans celui des sillages de Helmholtz. Elle est également applicable au cas d'écoulements sans sillage. Par exemple, s'il s'agit d'un écoulement autour d'un obstacle circulaire de rayon 1, elle pose le problème aux limites suivant :

Déterminer une fonction $\Omega(\zeta) = \Theta + iT$, holomorphe à l'extérieur du cercle $|\zeta| = 1$, du plan $\zeta = \xi + i\eta$, nulle à l'infini et telle que sur $\zeta = e^{i\sigma}(0 \leqq \sigma \leqq 2\pi)$ on ait

$$\frac{dT}{dn} = 1 - \lambda\left(1 + \frac{M^2}{4}\right)e^{-T} + \lambda M^2 \sin^2\sigma . e^T,$$

λ étant un paramètre à déterminer. La dérivée normale de T est prise vers l'intérieur du domaine envisagé. Ce problème admet une solution et une seule pourvu que $0 \leqq M < 2\sqrt{1-(2/\sqrt{5})}$. Mais si l'on néglige les termes en M^4 dans le développement de $\Omega(\zeta)$, il suffit de prendre $\lambda = 1 + (M^2/4)$, $6\Omega = M^2 i\zeta^{-2}$. On retrouve alors l'approximation connue (³).

Les résultats de cette Note seront développés ailleurs.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude de la diffusion turbulente par une méthode colorimétrique* (¹). Note (²) de M. **François N. Frenkiel**, présentée par M. Henri Villat.

La mesure de la diffusion turbulente, en soufflerie et dans l'atmosphère, peut se faire en étudiant les dimensions et les formes des taches produites sur une

---

(¹) C. Jacob, *Bulletin math. de la Soc. Roumaine des Sciences*, **42**, 1, 1940, p. 19.
(²) *Annales scient. de l'Univ. de Moscou*, 1904, pp. 1-121 (Chapitre V).
(³) O. Janzen, *Physikalische Zeitschrift*, **14**, 1913, p. 639.

(¹) Séance du 13 mai 1946.
(²) Travail effectué en partie à Toulouse en 1941 dans la clandestinité avant la déportation de l'auteur.

grille de fils sensibles, par un gaz émis au moyen d'un émetteur placé devant la grille.

Je fais quatre hypothèses :

l'influence sur la diffusion, de la différence entre les masses spécifiques et entre les viscosités moléculaires de l'air et du gaz étranger, est négligeable;

le changement de couleur du fil ne dépend que de la quantité totale du gaz étranger qui a passé par unité de surface du cadre dans le voisinage du fil;

le temps d'émission est suffisamment long pour qu'on puisse déterminer des concentrations moyennes sur toute la surface du cadre et pour que l'erreur, due au fait que ce temps n'est pas illimité, soit négligeable;

les influences de la vitesse d'émission et de la présence de l'émetteur et du cadre sur les dimensions des taches peuvent être négligées.

Ces hypothèses étant admises et les conditions expérimentales choisies de manière à les vérifier au mieux, la mesure s'interprétera comme suit :

Soit un écoulement turbulent d'un fluide incompressible, de vitesse moyenne $\overline{U}$. Le gaz étranger émis par une source ponctuelle a un débit volumétrique Q. Le temps d'émission est Δt et la concentration moyenne du gaz $\overline{S}(x, y, z)$. Pendant une longue durée d'émission, la quantité de gaz étranger qui traverse une unité de surface d'un plan perpendiculaire à la direction de la vitesse moyenne est $q(x, y, z) = \overline{U}\,\Delta t\,\overline{S}(x, y, z)$, et la concentration relative sera

$$\sigma(x, y, z) = \frac{\overline{S}(x, y, z)}{Q}\overline{U} = \frac{q(x, y, z)}{Q\,\Delta t}. \tag{1}$$

La tache se produit en tous les points où $q(x, y, z) \geqq q_0$, la valeur de q_0 dépendant de la sensibilité du fil et de la nuance qu'on définit comme étant une tache. Sur les limites de la tache

$$\sigma(x_1, y_1, z_1) = \frac{q_0}{Q\,\Delta t}. \tag{1'}$$

En modifiant q_0 ou $Q\,\Delta t$, ou les deux à la fois, on change les concentrations relatives.

Intégrons (1) en tenant compte de la relation

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(x_1, y_1, z_1)\,dy\,dz = 1.$$

On aura

$$q_0 = \frac{1}{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{Q\,\Delta t}\,dy\,dz}. \tag{2}$$

Pour trouver q_0 on fera des mesures dans un même plan perpendiculaire à la

direction de $\overline{U}$, en employant des fils de même sensibilité, mais en changeant $\overline{Q\Delta t}$.

D'ailleurs les expériences faites sans mesurer σ seront aussi d'un grand intérêt. Les essais les plus intéressants ont pour but de déterminer :

a. les surfaces d'isoconcentration, lieux de points de concentration moyenne constante $f(x_1, y_1, z_1) = \text{const.}$;

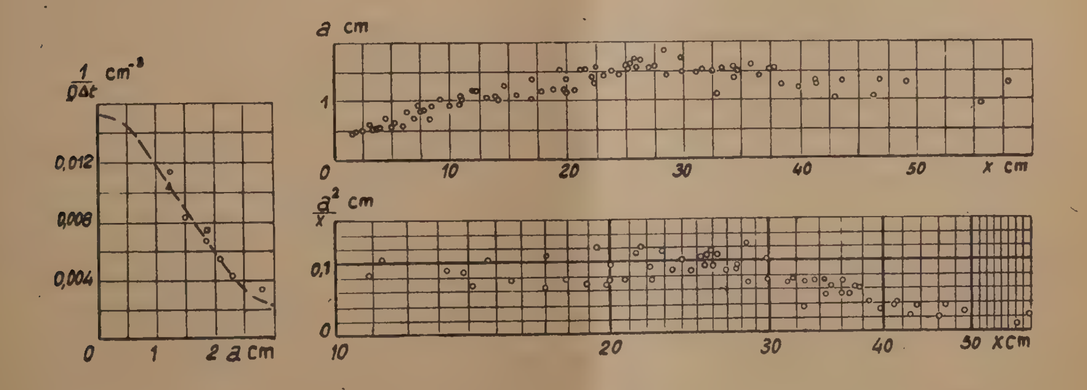
b. les courbes d'isoconcentration, obtenues en coupant ces surfaces par un plan parallèle à $\overline{U}$ et passant par l'origine d'émission $f(x_1, y_1) = \text{const.}$;

c. les distribuantes $f(y_1, z_1) = \text{const.}$, courbes qui donnent la distribution de $\overline{S}$ suivant une droite d'un plan perpendiculaire à $\overline{U}$.

De très nombreux essais furent faits, pour choisir les produits colorants et le gaz actif. La mise au point de ces colorants était faite parallèlement à l'étude des peintures destinées à la visualisation de l'écoulement dans la couche limite ([3]) et du sillage des ailes et des avions.

Pour les essais de diffusion j'ai employé des fils de coton préparés avec de l'éosine bleuâtre, de la dibromocrésolsulphonéphtaléine ou du nitrate mercureux et le gaz employé était de l'ammoniac. Les émetteurs ont été étudiés en vue de réduire l'influence de leur présence sur l'écoulement et l'ammoniac était débité par un réservoir à cloche.

La figure se rapporte à des résultats d'essais faits en 1940. Pour le calcul, j'ai



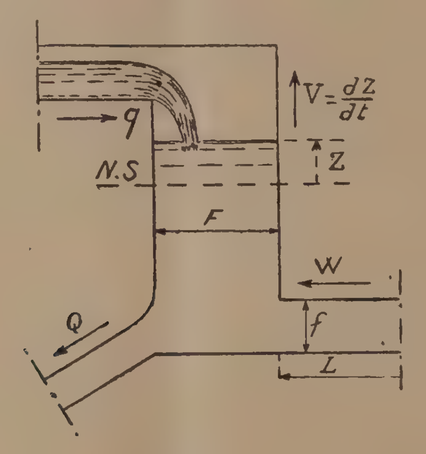
admis la symétrie de la diffusion turbulente par rapport à la direction de la vitesse moyenne. Je donne comme résultat le rayon a de la surface d'un cercle équivalente à la surface de la tache. J'ai constaté l'existence d'une et quelquefois deux bosses sur les courbes d'isoconcentration. Les points dessinés avec les axes $[(a^2/x), \log x]$ permettent de confirmer l'existence d'une telle bosse, mieux encore que ne le fait le dessin avec les axes (a, x).

([3]) Schubauer a fait antérieurement des essais semblables dans la couche limite (*Nat. Adv. Comm. Aeron.*, Tech. Rep., n° 652, 1939).

HYDRAULIQUE. — *Cheminée d'équilibre alimentée simultanément par un canal à écoulement libre et par un canal en charge.* Note [1] de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Ce problème nous fut posé récemment à propos de l'équipement de deux chutes, l'une dans les Pyrénées-Orientales, et l'autre, en Haute-Savoie, par la Société Nationale des Chemins de Fer français.

Dans les deux cas, une chambre d'équilibre unique est alimentée simultanément par un canal d'amenée à écoulement libre et par un canal en charge (voir la figure). Le



problème des oscillations du plan d'eau peut être traité, dans le cas le plus général, par notre méthode D. F., et nous avons donné les relations correspondantes [2].

Dans la présente Note nous allons montrer comment, dans le cas d'une chambre ordinaire, le problème conduit aisément à des conclusions très générales lorsqu'on néglige les pertes de charge.

Avec les notations de la figure, et en appelant q le débit constant du canal à écoulement libre, les équations générales s'écrivent

$$\frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + Z = 0,$$

$$fW + q = FV + Q.$$

1° Étudions tout d'abord le cas où le débit des turbines passe instantanément de sa valeur maxima Q_0 à zéro.

(1) Séance du 20 mai 1946.
(2) *Comptes rendus*, **220**, 1945, pp. 35-36.

L'intégration donne

$$Z = \frac{Q_0}{f}\sqrt{\frac{L}{g}\frac{f}{F}}\sin\frac{2\pi t}{T}, \quad \text{avec} \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{LF}{gf}}.$$

2° Étudions maintenant le cas où le débit des turbines passe instantanément de zéro à Q_0. Dans le régime permanent initial, le canal à écoulement libre conduit dans la chambre le débit q, qui se dirige ensuite, à l'intérieur du canal en charge, vers le réservoir placé en tête de celui-ci. On obtient la solution

$$Z = -\frac{Q_0}{f}\sqrt{\frac{Lf}{gF}}\sin\frac{2\pi t}{T},$$

symétrique de la précédente.

L'oscillation engendrée dans la chambre d'équilibre par une manœuvre de fermeture complète instantanée de Q_0 à zéro ou par une manœuvre d'ouverture instantanée de zéro à Q_0 est donc rigoureusement identique à celle qui se produirait, pour la même manœuvre, si le canal à écoulement libre n'existait pas et si le débit total des turbines était fourni par le canal d'amenée en charge.

La présence du canal à écoulement libre augmente donc l'amplitude des oscillations, vis-à-vis de celles qui interviendraient si le canal en charge fonctionnait seul, avec le débit maximum $Q_0 - q$ pour lequel il a été prévu.

Remarque. — On peut envisager des manœuvres plus particulières, par exemple supposer que le canal à écoulement libre ne débite pas dans le régime permanent initial : le débit q n'entre alors en jeu qu'à l'instant même où se déclenche l'appel des turbines, dont le débit passe de zéro à Q_0.

La solution devient, dans ce cas,

$$Z = -\frac{Q_0 - q}{f}\sqrt{\frac{Lf}{gF}}\sin\frac{2\pi t}{T}.$$

L'oscillation se confond avec celle que l'on observerait, en l'absence du canal à écoulement libre, si le débit des turbines passait instantanément de zéro à la valeur maxima $Q_0 - q$, prévue pour le débit du canal en charge.

BALISTIQUE. — *Mesure de la vitesse des projectiles.*

Note (¹) de M. **René Rousselet**, présentée par M. René Barthélemy.

Le problème de la mesure de la vitesse des projectiles avait reçu précédemment des solutions dont l'emploi avait souligné quelques inconvénients, comme la difficulté d'utilisation et l'insécurité des contacts mécaniques. J'ai

---

(¹) Séance du 24 avril 1946.

proposé, en 1938, au titre de capitaine d'Artillerie, un système dont la première maquette fut réalisée en 1939, et mise au point vers avril 1940. Ces travaux, dissimulés pendant l'occupation, n'ont repris que l'an dernier, ce qui explique le retard de leur publication.

La solution que j'ai préconisée repose sur une visée optique utilisant la lumière du jour; elle conduit à une installation simple et une lecture immédiate. Ces conditions ont été remplies par le dispositif suivant : une poutre rigide, orientable, porte deux systèmes optiques à fente, déterminant dans l'espace deux plans parallèles, dont la distance est connue avec précision; cette base est de l'ordre de 1 à 3^m. Le passage de tout objet à travers ces plans crée une variation de flux lumineux sur des cellules photoélectriques à vide élevé, donc à réponse quasi instantanée, placées au foyer des objectifs. La poutre est placée à quelques dizaines de mètres de la bouche à feu, et orientée parallèlement au canon. Le projectile passant successivement à travers les deux plans optiques donne deux impulsions de forme identique, et la différence des époques de passage est mesurée instantanément à l'oscillographe cathodique.

La précision nécessaire de lecture est obtenue grâce :

1° à l'utilisation du front raide arrière de l'impulsion, dont on prend électriquement la dérivée, pour la comparaison des temps; on a ainsi un signal bref de l'ordre de la microseconde;

2° à l'allongement des échelles de mesures sur le tube cathodique. Je dois signaler, dans l'obtention de ce résultat, deux solutions originales. L'une est due à M. Vogel; elle consiste à réaliser un balayage spiralé de l'écran par l'application, sur des plaques déviatrices, de deux tensions décalées provenant de la décharge oscillante amortie d'un condensateur; le pas de la spirale est fonction du décrément de la courbe de décharge, et la pseudo-période mesure le temps d'une rotation. Cette solution élégante permet, en pratique, de multiplier la précision par un coefficient compris entre 4 et 8 par rapport à un balayage circulaire unique.

Une autre disposition, due à M. Grassot, utilisant deux tubes, va plus loin : deux oscillographes à balayage circulaire sont mis en marche par le premier impact, mais la vitesse angulaire du deuxième est un multiple entier du premier. On obtient ainsi des mesures de temps au millième.

Quelques détails de réalisation. — *a.* L'impulsion fournie par les cellules est envoyée dans un thyratron dont la grille se trouve dépolarisée et provoque la décharge d'un condensateur.

b. Une des particularités du dispositif est la nécessité de rendre les amplificateurs insensibles à l'onde de bouche qui arrive, en général, après l'occultation optique des cellules. Il est indispensable, pour obtenir un bon résultat, de verrouiller les amplificateurs dès l'occultation de la cellule de sortie dé la base.

c. L'étalon de temps est un quartz, bien qu'on puisse se baser sur la

fréquence d'une lampe oscillatrice stabilisée. L'écran du tube est assez rémanent pour qu'une lecture directe soit possible.

d. L'oscillographe est pourvu d'un appareil photographique qui permet, sur un positif immédiatement développé, de mesurer dans un temps très court, de l'ordre de la minute, le temps de parcours sur la base. La photographie a l'avantage de laisser un document qui permet d'éliminer toute erreur d'appréciation personnelle.

e. Des abaques traduisent ce temps en vitesse; d'autres abaques font la correction de différence de vitesse entre la bouche à feu et le milieu de la base, de façon à avoir rigoureusement la vitesse initiale, bien qu'en général cette correction soit très faible, du fait de la proximité de la base par rapport à la bouche à feu.

Des appareils ainsi réalisés ont été essayés depuis octobre 1939 sur le champ de tir de Satory, où plus de 2000 coups, tirés pour le régimage des poudres et des pièces, ont été mesurés par le dispositif. Les mesures ont été faites soit par photographie, soit visuellement, et ont donné les vitesses initiales, vérifiées avec l'appareil *Le Boulangé* à moins de 1 %.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Une nouvelle méthode d'étude du problème de la barrière de potentiel en physique théorique*. Note [1] de M. **Raymond Daudel**.

Gamow a montré comment il était possible de traiter le problème dit *de la barrière de potentiel en physique théorique*. La méthode repose sur un modèle classique qui est clair dans le cas de l'étude de l'émission des particules α, mais qui devient assez discutable dans certains problèmes, comme celui de la fission spontanée, par exemple.

Nous voulons proposer ici, pour étudier ces questions, une méthode purement quantique.

Appelons E_0, E_1, E_2, ..., E_p, ... les valeurs propres de l'énergie du système étudié (du noyau généralement) et Ψ_i, Ψ_1, ..., Ψ_p les fonctions d'onde correspondantes.

Dans les problèmes de barrière de potentiel, l'état fondamental d'énergie E_0 est généralement dégénéré et, en plus de la fonction Ψ_i représentant l'état initial, il est bon de lui attacher les fonctions Ψ_f qui représentent l'état du système après que la barrière a été franchie.

Désignons par $H^{(1)}$ l'hamiltonien perturbateur. Nous pouvons écrire

$$H^{(1)}\Psi_j = \sum_k c_{jk}\Psi_k.$$

---

(1) Séance du 11 février 1946.

Soit Δ la plus petite hauteur de la barrière de potentiel que l'on peut encore définir comme l'énergie minimum qu'il faut fournir au système pour qu'il franchisse *immédiatement* la barrière. Nous représenterons l'idée de barrière en admettant que la transition $\Psi_i \rightarrow \Psi_f$ ne peut se faire que par passage par un niveau intermédiaire d'énergie au moins égale à $E_0 + \Delta$. Cette condition peut s'écrire

$$c_{kf} = 0, \quad \text{pour } E_k - E_0 < \Delta.$$

Cela étant, la probabilité par unité de temps pour que le système franchisse *de lui-même* la barrière de potentiel est donnée par la formule

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \sum_f |H'^{(1)}_{fi}|^2 \rho(E_0) \quad \text{avec } H'^{(1)}_{fi} = \sum_p \frac{H^{(1)}_{fp} H^{(1)}_{pi}}{E_0 - E_p}.$$

Si les Ψ_p sont orthogonaux, on a alors

$$H^{(1)}_{fp} = \int \Psi^\star_f H^{(1)} \Psi_p \, d\tau = c_{pf}$$

et

$$H^{(1)}_{pi} = \int \Psi^\star_p H^{(1)} \Psi_i \, d\tau = \int \Psi_i H^{(1)\star} \Psi^\star_p \, d\tau = c^\star_{pi}$$

à cause de l'hermiticité des opérateurs.

L'élément $H'^{(1)}_{fi}$ se notera dans ce cas

$$H'_{fi} = \sum_p \frac{c_{pf} \, c^\star_{pi}}{E_0 - E_p},$$

et, si l'on appelle u l'indice du premier niveau k, tel que

$$E_k \geqq E_0 + \Delta,$$

la grandeur p prend finalement la forme

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \sum_f \left| \sum_{u}^{\infty}{}_p \frac{c_{pf} \, c^\star_{pi}}{E_0 - E_p} \right|^2 \rho(E_0).$$

Notons bien qu'il s'agit là d'une méthode différente de celle qui est utilisée pour étudier les phénomènes métastables perturbés par des effets extérieurs. Ici le système franchit *de lui-même la barrière de potentiel,* sans apport extérieur d'énergie, et l'on est amené à considérer que, pendant un temps très court, il passe par un état intermédiaire qui ne respecte pas le principe de conservation de l'énergie.

ÉLECTRICITÉ. — *Un cas de double émission secondaire entre électrodes planes.* Note de MM. **Marcel Pauthenier**, **Lucien Demon** et **Émile Laurent**, présentée par M. Aimé Cotton.

Considérons les deux plateaux métalliques parallèles d'un condensateur plan, séparés par un intervalle de quelques centimètres d'air normal : relions l'un d'eux à la terre; portons l'autre au potentiel V. Évidemment aucun courant ne passe tant que V est inférieur au potentiel explosif. Puis :

1° Intercalons entre les deux plateaux une pointe métallique reliée à l'un d'eux. Pour une valeur de V supérieure au seuil d'ionisation à la pointe, on constate comme on sait le passage d'un courant I. Recouvrons le plateau opposé à la pointe d'un isolant poreux (tissu de soie, papier filtre etc.) Le courant I augmente brusquement entre pointe et plateau, quelles que soient les polarités. Tout cela est conforme aux observations précédentes (¹).

2° Supprimons la pointe et recouvrons maintenant les *deux* plateaux d'un diélectrique poreux (tissu de soie par exemple). Comme on pouvait le prévoir, aucun courant ne passe entre les plateaux, puisqu'il n'y a pas d'ionisation entre ceux-ci.

Cependant, si, durant un temps très court, des ions partaient de l'un des plateaux (A) vers l'autre (B), celui-ci devrait donner une contre-émission et s'illuminer. Et alors il n'y a aucune raison pour que (A), recevant un flot d'ions, ne devienne à son tour l'origine d'une autre contre-émission, se traduisant aussi au point de vue visuel par l'illumination de (A).

En effet, si nous approchons par exemple, pendant un temps très court, une pointe de l'un des plateaux, le phénomène s'amorce, les deux plateaux s'illuminent et l'espace qui les sépare est parcouru par un fort courant d'ions des deux signes. Ainsi, avec des plateaux à bords arrondis de 60^{cm} de diamètre, recouverts de soie et séparés par quelques centimètres, et soumis à une différence de potentiel de 40 kV, le courant d'ionisation est de 3 mA.

Deux électrodes planes et parallèles peuvent donc, quand elles sont recouvertes d'un précipité isolant poreux, donner lieu, elles aussi, à un phénomène de double contre-émission, pourvu que celui-ci ait été amorcé.

SPECTROSCOPIE. — *Sur une nouvelle fréquence de vibration de l'acide nitrique, active dans l'infrarouge, inactive dans l'effet Raman.* Note de Mme **Marie Freymann** et M. **René Freymann**, présentée par M. Aimé Cotton.

De nombreux auteurs ont recherché les fréquences de vibration de l'*acide nitrique* et ont essayé de les classer. C'est ainsi que Chedin (¹), J.-P. Mathieu

(¹) *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1219. On corrigera une erreur d'impression dans le titre de cette Note : La contre-émission secondaire dans les filtres électriques.

(¹) *Ann. Chimie*, **8**, 1937, p. 243; *Journ. de Phys.*, **10**, 1939, p. 445.

et Massignon [2], Redlich et Nielsen [3], utilisant les données de l'effet Raman, ont proposé des classifications (d'ailleurs différentes les unes des autres, des fréquences observées.

D'autre part, étudiant le *nitrate de méthyle*, J. Lecomte et J.-P. Mathieu [4] ont signalé une fréquence à 753 cm^{-1}, active dans l'infrarouge et inactive dans l'effet Raman; ils l'ont attribuée à une vibration du modèle $CH_3—X$.

Au cours de recherches sur NO_3H, effectuées en collaboration avec MM. Chedin et Dalmon, nous avons pu montrer *la nécessité de modifier les classifications antérieures, car elles ne tenaient pas compte de ce fait nouveau : l'acide nitrique, les nitrocelluloses, comme le nitrate de méthyle, montrent une fréquence voisine de* 750 cm^{-1}, *active dans l'infrarouge, inactive dans l'effet Raman.* C'est ce que nous nous proposons de développer dans ce qui suit.

Technique. — Utilisant le spectromètre infrarouge de J. Lecomte [5], puis un spectromètre de même type, que nous avions mis au point, nous avons enregistré, entre 6 et 15^{μ} environ, les spectres infrarouges des substances suivantes :

1° *Acide nitrique* 100 %, soit à l'état de vapeur (5^{cm} d'épaisseur), soit à l'état liquide (quelques $1/100^{mm}$); nous avons éliminé, dans le tableau ci-après, les bandes de NO_3Na provenant de l'attaque des fenêtres de sel gemme des cuves. 2° *Nitrocellulose.* 3° *Heptanitrate de β-méthylcellobiose.* Ces deux derniers composés, préparés au Laboratoire Central des Services Chimiques de l'État, étaient examinés sous forme de film de quelques 1/100 de millimètre d'épaisseur.

Nous avons joint à nos résultats les données de J. Lecomte et J.-P. Mathieu [4] pour le nitrate de méthyle (infrarouge et Raman), ainsi que les fréquences observées par Chedin [1] dans le spectre Raman de NO_3H.

Résultats. — Ces divers résultats sont rassemblés dans le tableau suivant, qui donne, en cm^{-1}, les fréquences Raman (R) et infrarouges (I. R.) observées.

Comparaison des spectres Raman et infrarouge de l'acide nitrique et de nitrates organiques.

NO_3H										
R.....	607 M	671 M	manq.	922 I	–	–	1296 I	–	1527 f	1670 M
I. R...	–	683 vap. M	771–792 vap. M	890–919 vap. I.	–	–	1258 (?) liq.	–	1572 (?) liq.	–
NO_3CH_3 liquide										
R.....	–	667 M	manq.	863 I	995 f	1155–1179 1203 f	1287 I	1438 M	1527 f	1640 M
I. R...	–	660	753	858	984	1136–1190	1281	1455	manq.	–

(2) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 1084; *Ann. de Phys.*, 16, 1941, p. 5.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 654.

(4) *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 721.

(5) J. Lecomte et P. Lambert, *Comptes rendus*, 189, 1929, p. 155.

Heptanitrate de β méthylcellobiose										
I. R...	–	–	**747**	844	–	–	1300	–	–	1653
			M	I			M			M
Nitrocellulose										
I. R...	–	694	**747**	850	–	–	1300	–	–	1653
		f	M	I			M			M

Abréviations : I, intense; M, moyenne; f, faible; –, non étudié; ?, position approximative; liq., liquide; vap., vapeur; manq., fréquence absente.

La conclusion essentielle de cette confrontation des diverses substances *renfermant le groupement* NO_3 est la suivante : *Pour tous ces composés, on observe une fréquence, active dans l'infrarouge, vers* 750 cm^{-1} *environ* (771-792 cm^{-1} *pour* NO_3H *vapeur*). En outre, on peut affirmer, pour NO_3H et NO_3CH_3, que cette fréquence est *inactive dans l'effet Raman;* par suite de difficultés techniques, les spectres Raman des deux derniers composés n'ont pu être examinés jusqu'ici, mais il est vraisemblable que la fréquence 750 serait également inactive.

Cette observation est particulièrement importante pour NO_3H. En effet les classifications proposées jusqu'ici pour cette molécule ne tenaient pas compte de la fréquence nouvelle 771-792 [6]. Il faut donc revenir sur ce problème; étant donnée l'inactivité dans le spectre Raman, il serait tentant d'attribuer cette vibration au mode ν_6 invoqué par J.-P. Mathieu et Massignon (*loc. cit.*, p. 16); mais de nouvelles recherches doivent être faites à ce sujet avant que l'on puisse se prononcer en toute certitude.

SPECTROSCOPIE. — *Nouveau dispositif de spectrographie quantitative.* Note [1] de M. **Aymé Cornu**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'analyse spectrographique pratiquée actuellement nécessite une extrême minutie de la part des opérateurs et une grande perfection des appareils pour ne donner qu'une précision moyenne d'environ 5 %. Les erreurs proviennent surtout de l'évaluation du rapport des intensités des raies par l'intermédiaire de la plaque photographique et du microphotomètre. Le dispositif proposé permet d'éliminer un grand nombre d'erreurs, surtout dans cette partie du dosage.

On alimente en même temps, par le même générateur, deux étincelles, l'une entre alliages étalons et l'autre entre échantillons à doser. Puis on projette, par un système optique approprié, leurs deux spectres sur la même bande d'une même plaque, en les déplaçant légèrement selon l'axe des longueurs d'onde :

---

(6) Il est vraisemblable que ce dédoublement 771-792 est dû à la résolution (d'ailleurs insuffisante) de la structure rotationnelle.

(1) Séance du 27 mai 1946.

on a ainsi un seul spectre de couples de raies correspondantes dont l'écart est constamment petit.

Comme générateur de haute tension on a utilisé le montage Feussner ([2]) légèrement modifié, pour alimenter alternativement à chaque demi-période les deux étincelles dont les écartements d'électrodes sont réglés égaux.

Comme système optique, on a employé le spectrographe sans fente construit par M. R. Ricard ([3]). La fente est remplacée par un fin cylindre réfléchissant. Les deux sources synchrones sont placées de part et d'autre du collimateur du spectrographe et donnent deux focales distinctes se comportant comme deux fentes éclairées exclusivement par l'une ou l'autre source. L'écart de ces pseudo-fentes, de l'ordre de 1^{mm}, se retrouve sur la plaque, où le spectre paraît dédoublé. Les avantages de la méthode sont nombreux.

Sur la plaque à photométrer, il n'y a plus d'erreurs dues aux variations de sensibilité avec la longueur d'onde, puisqu'on compare la même raie du même élément dans le spectre de l'étalon et dans celui de la substance. Comme toutes les raies sont proches et sur la même bande spectrale, on élimine l'influence de l'irrégularité de l'émulsion.

La technique de l'analyse est aussi grandement simplifiée : on compare sur un seul enregistrement les teneurs de deux alliages en un même élément par ses propres raies émises dans des conditions identiques; plus n'est besoin de spectre auxiliaire ni de corps de comparaison. Les temps de pose des deux spectres sont rigoureusement égaux et les fluctuations du courant du secteur se transmettent identiquement aux deux sources. Si même, par un vice de construction, le distributeur de haute tension avantageait une source, la différence se maintiendrait constante pour toutes les opérations, y compris l'étalonnage.

Seule reste à assurer l'égalité d'écartement des électrodes, mais la position des sources peut varier horizontalement de plusieurs centimètres sans rien changer aux spectres obtenus; leur centrage est donc très simple. Comme il n'y a pas de lentille ni de diaphragme entre les sources et le cylindre réfléchissant, on utilise la lumière globale émise sans risquer de masquer des points d'émission intéressants. Si les teneurs des deux alliages sont trop différentes, on peut masquer la plus riche par un secteur tournant réduisant son temps de pose dans un rapport connu.

On peut enfin apporter de nombreux perfectionnements, comme l'augmentation de la dispersion pour les spectres confus, sans nuire à la simplicité du système.

([2]) *Zeits. tech. Physik,* 13, 1932, p. 573; *Arch. Eisenhüttewes.*, 6, 1932-33. p. 551.

([3]) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1091.

ANALYSE SPECTRALE. — *Spectre Raman de l'oxyde azotique liquide.* Note [1] de M. **Boris Vodar**, Mlles **Yvette Jardillier** et **Janine Mayence**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le spectre Raman de l'oxyde azotique gazeux avait été étudié sous une pression de 20 atmosphères [2] et sous la pression atmosphérique [3], mais, à notre connaissance, il n'existait aucune observation relative au liquide ou au solide. A la suite de l'étude du spectre d'absorption de ce liquide faite par l'un de nous [4], nous avons entrepris de combler cette lacune.

L'oxyde azotique a été préparé par l'action de l'acide sulfurique sur le nitrite de potassium et purifié par distillations suivant la technique décrite dans une publication antérieure [4]. Étant données ses températures d'ébullition (—151°,8C.) et de solidification (—163°,65C.), pour le maintenir liquide assez longtemps sans employer des réfrigérants peu commodes, nous avons construit un cryostat à compensation électrique adapté à l'étude de l'effet Raman. Ce cryostat sera décrit ailleurs. Il contient la cuve Raman, qui est horizontale et le montage optique ne diffère en rien du montage usuel. Le spectrographe est ouvert à $f/5$ et donne 20 Å par millimètre vers 4500 Å.

L'oxyde azotique liquide est coloré en bleu. Étant donné son spectre d'absorption [4], on n'a guère le choix de la radiation excitatrice; en effet le coefficient d'extinction, en logarithmes décimaux et par centimètre, pour la raie 4047 Å est de 1,5; par contre la raie 4358 Å se trouve dans la région du minimum d'absorption, où le coefficient d'extinction a la valeur 0,15, sensiblement constante dans toute la région où l'on pouvait observer des raies Raman. Nous avons par conséquent employé la raie 4358 Å. Avec la cuve que nous avons utilisée jusqu'ici, l'épaisseur totale de liquide traversé par la lumière est de 3^{cm} correspondant à une opacité voisine de 3. Une première pose de 12 heures avec un arc et sans filtre n'a donné aucune raie Raman. Nous avons alors utilisé deux arcs simultanément de part et d'autre de la cuve avec des condenseurs ouverts à $f/1$ et nous avons fait une pose de 142 heures comprenant 36 heures sans filtre et le reste avec un filtre à la rhodamine [5]. Nous avons été obligés d'interrompre la pose toutes les 36 heures environ pour redistiller l'oxyde azotique, car celui-ci prend une coloration verte, sans doute due à une dissolution de N_2O_4, vraisemblablement formé par action photochimique. Des expériences sont en cours pour préciser l'origine exacte de cette coloration. La

---

(1) Séance du 27 mai 1946.

(2) S. Bhagavantam, *Phys. Rev.*, **42**, 1932, p. 437.

(3) J. Cabannes et A. Rousset, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 85.

(4) B. Vodar, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1467.

(5) Ch. Sannié, L. Amy et V. Poremski, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1042.

température de l'oxyde azotique était voisine de son point d'ébullition normal. Le liquide réfrigérant était tantôt de l'air, tantôt de l'azote; comme il était traversé par le faisceau lumineux, il aurait été préférable de n'employer que de l'azote parce que l'oxygène liquide présente une bande d'absorption à 4773 Å au voisinage de laquelle tombe l'une des raies Raman observées; cette bande est visible dans le spectre, mais son intensité est faible.

Sur notre cliché apparaissent deux raies Raman d'intensités à peu près égales. La première, à 1862,5 cm^{-1}, correspond certainement à la vibration NO, puisque dans le gaz on ne trouve qu'une seule fréquence, à 1877 cm^{-1} d'après Bhagavantam ([2]) ou à 1876 cm^{-1} d'après Cabannes et Rousset ([3]). La seconde raie Raman est à 259,5 cm^{-1}. Son existence prouve que l'oxyde azotique liquide n'est pas uniquement formé de molécules NO simples.

L'hypothèse de molécules doubles linéaires liées par l'azote rend bien compte des résultats. En effet, dans ce cas ne seraient actives en effet Raman que les vibrations

(ν_1) : O → N → ← N ← O, O → ← N N → ← O (ν_2)

et

(δs) O N N O; (O ↓, N ↑, N ↓, O ↑)

la vibration ν_1 étant essentiellement une vibration N ←→ O, il lui correspond la fréquence 1862 cm^{-1}; par contre ν_2 est essentiellement une vibration N ←→ N; il lui correspond la fréquence 259,5 cm^{-1}, cette conclusion étant appuyée par les résultats de G. B. B. M. Sutherland ([6]) relatifs à la molécule N_2O_4, qui donne une raie Raman très intense à 283 cm^{-1} ([7]) attribuée à la vibration :

O⟶ ⟵O
>N → ← N<
O⟶ ⟵O

Ainsi il résulte de notre travail que l'oxyde azotique liquide est associé avec une liaison par l'azote.

A la température de $-155°$C. le taux de molécules non associées doit être faible, sinon on aurait vraisemblablement observé deux raies caractéristiques, l'une, des molécules simples; l'autre, des molécules doubles. Ce résultat est en

---

([6]) *Proc. Roy. Soc.*, **141**, 1933, p. 342.

([7]) On peut se demander si la fréquence 259,5 cm^{-1} observée dans NO liquide n'est pas due à des traces de N_2O_4; cela paraît extrêmement improbable parce que la concentration de N_2O_4 ne peut pas dépasser quelques dix millièmes; d'ailleurs l'écart des fréquences ne peut pas être expliqué par une différence de température; pour N_2O_4 la fréquence 283 cm^{-1} correspond à $-185°$C.; elle est de 275 cm^{-1} d'après Menzies et Pringle (*Nature*, **127**, 1934, p. 707) à $-80°$; or à $-155°$C, nous trouvons dans NO la fréquence 259,5 cm^{-1}.

accord avec celui obtenu par H. Bizette et B. Tsaï (8) à partir de l'étude du pouvoir rotatoire magnétique et par O. K. Rice (9) à partir de l'entropie de vaporisation.

MAGNÉTOPHOTOPHORÈSE. — *La photophorèse.* Note (1) de M. **Félix Ehrenhaft.**

Voici quelques commentaires relatifs aux expériences sur la photophorèse que nous avons décrites (2) :

1° La loi de conservation du moment rectiligne et angulaire de l'électrodynamique (Maxwell, Poynting, Poincaré, Max Abraham) ne saurait expliquer les faits observés, étant donné qu'elle ne rend pas compte des mouvements de la matière, opposés au sens de la propagation de la lumière, ou perpendiculaires à celle-ci, ni des mouvements en hélice.

2° Les phénomènes décrits ne sauraient être attribués aux forces radiométriques. Avant ma découverte des mouvements en hélice, on a déjà fait valoir bien des objections contre la possibilité d'une explication pareille (3). A ceci s'ajoute maintenant le mouvement en hélice et la récente expérience de Whitall-Zieler (4), montrant que l'extrémité violette du spectre solaire cause le mouvement lumineux négatif (se rapprochant de la source) de particules de fumée de cigare, tandis que l'extrémité rouge ne produit pas de mouvement photophorétique perceptible, mais seulement du mouvement brownien. Outre cela, l'auteur et ses collaborateurs ont observé que, si ces particules sont sous l'influence de rayons invisibles ultraviolets, quelques-uns deviennent visibles par fluorescence dans la lumière oblique et montrent un mouvement lumineux négatif beaucoup plus rapide que sous l'influence de rayons violets.

Les mouvements browniens, constatés dans les gaz par l'auteur en 1904 (5), ne sauraient rendre compte desdits phénomènes, car ils sont caractérisés par leur irrégularité, tandis que les mouvements ci-dessus décrits sont caractérisés par leur régularité. Parfois ces mouvements browniens peuvent se surajouter aux mouvements photophorétiques, mais ceci est sans importance pour nos conclusions.

On est conduit à se demander si la photophorèse et le mouvement en hélice sont compatibles avec nos lois électrodynamiques, à part celle de la conser-

---

(8) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1638.
(9) *Journ. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 367.

(1) Séance du 8 avril 1946.
(2) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1100.
(3) F. Ehrenhaft, *Journal Franklin Inst.*, 233, 1942, p. 239.
(4) *Physical Review*, 69, 1946, p. 52.
(5) F. Ehrenhaft, *Protokoll. Chem. Phys. Soc. Vienna*, 1904; *Wien Akad. Ber.*, 116, (2*a*), 1907, p. 1175.

vation. A titre d'exemple nous choisissons le mouvement hélicoïde de la figure 2 de notre dernière Note. Ce corpuscule de fer a un rayon d'à peu près $1,5.10^{-5}$ cm, une masse approximative de $n = 1.10^{-13}$ g et une mobilité B d'à peu près $3,3.10^{7}$ g^{-1} sec^{1}. La vitesse photophorétique horizontale dans la lumière seule est de $1,1.10^{-2}$ cm/sec. Quand un champ magnétique de 50 gauss est appliqué parallèlement au rayon, de façon à augmenter la vitesse photophorétique, les vitesses combinées deviennent 2 fois 10^{-2} cm/sec. Les tours hélicoïdes pendant l'action du champ magnétique sont décrits dans la Note précédente. Le mouvement de la particule dans un gaz à la pression atmosphérique est un mouvement dans un milieu visqueux ([6]). La vitesse horizontale w est en raison directe de la force P agissant dans ce cas ($w = PB$).

Afin d'expliquer le mouvement dans le champ magnétique homogène et les découvertes antérieures de l'auteur ([7]) et de H. Hertz ([8]), il faut admettre une charge magnétique unipolaire. Cette charge q peut être calculée par la relation $q = (w/HB)$. En ne tenant compte que du champ magnétique appliqué du dehors, de 50 gauss, il s'ensuit que la particule a une charge magnétique d'à peu près 6.10^{-12} d'unités magnétostatiques. La grandeur de cette charge est en accord avec des observations antérieures de l'auteur ([9]).

Si, conformément à l'électrodynamique d'aujourd'hui, on applique, pour le mouvement de rotation de la particule dans le champ magnétique l'équation de la force de Lorentz, telle qu'elle est utilisée pour les rayons cathodiques, on trouve que la particule devrait porter une charge de $1,7\ 10^{-13}$ d'unités électromagnétiques absolues, soit environ $5,1.10^{-3}$ unités électrostatiques.

Nombreux sont les physiciens qui ont mesuré les charges des corpuscules de cet ordre de grandeur et ont été incapables d'admettre des charges plus élevées que 10^{-9} ou 10^{-8} u. e. s. ([10]). Des mesures ont permis de constater la limite de saturation de la charge électrique maxima qu'un corpuscule peut porter ([11]). Il est donc évident que la force de Lorentz, qui, dans son second terme, n'est en principe rien d'autre que la force de Biot-Savart, est incapable d'expliquer les mouvements constatés.

C'est à ces constatations que l'auteur se borne pour le moment, tout en soulignant que nous nous trouvons en face de forces inconnues jusqu'à présent. Toute théorie unifiée des champs devrait en tenir compte.

([6]) F. Ehrenhaft, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 850.

([7]) F. Ehrenhaft, *Phys. Rev.*, **68**, 1945, pp. 102-105.

([8]) H. Hertz, *Wiedemanns Annalen*, **23**, 1884, p. 88.

([9]) F. Ehrenhaft, *Journal Franklin Inst.*, **233**, 1942, p. 248.

([10]) Voir les remarques dans F. Ehrenhaft, *The Micro-Coulomb Experiment, Charges smaller than the electronic Charge Philosophy of Science* (**8**, 1941, p. 1); *Physikal. Zeitschrift*, **39**, 1938, p. 637.

([11]) Satyendra Ray, *Ann. der Physik*, **77**, 1925, p. 99.

CHIMIE-PHYSIQUE. — *Sur le système sulfate de glucinium/eau et la dissociation du sulfate de glucinium.* Note (¹) de M. **Haldun N. Terem**, transmise par M. Paul Pascal.

La déshydratation du sulfate de glucinium tétrahydraté et la dissociation du produit anhydre ont été étudiées à températures linéairement croissantes ou fixes, selon les cas, à l'aide de la balance hydrostatique de M. Guichard. Les résultats obtenus sont résumés ci-après :

A. Étude du système $BeSO_4$, H_2O. — 1° *Déshydratation du tétrahydrate.* — Le sel a été déshydraté à températures linéairement croissantes, la vitesse d'ascension étant de 180° à l'heure. Les résultats obtenus, traduits par la courbe (*mol.* H_2O, *température*) de la figure 1, confirment l'existence du dihydrate mentionné par F. Krauss et H. Gerlach (²) et celle du monohydrate de F. Taboury (³), niée par les premiers. Ils infirment néanmoins l'existence du

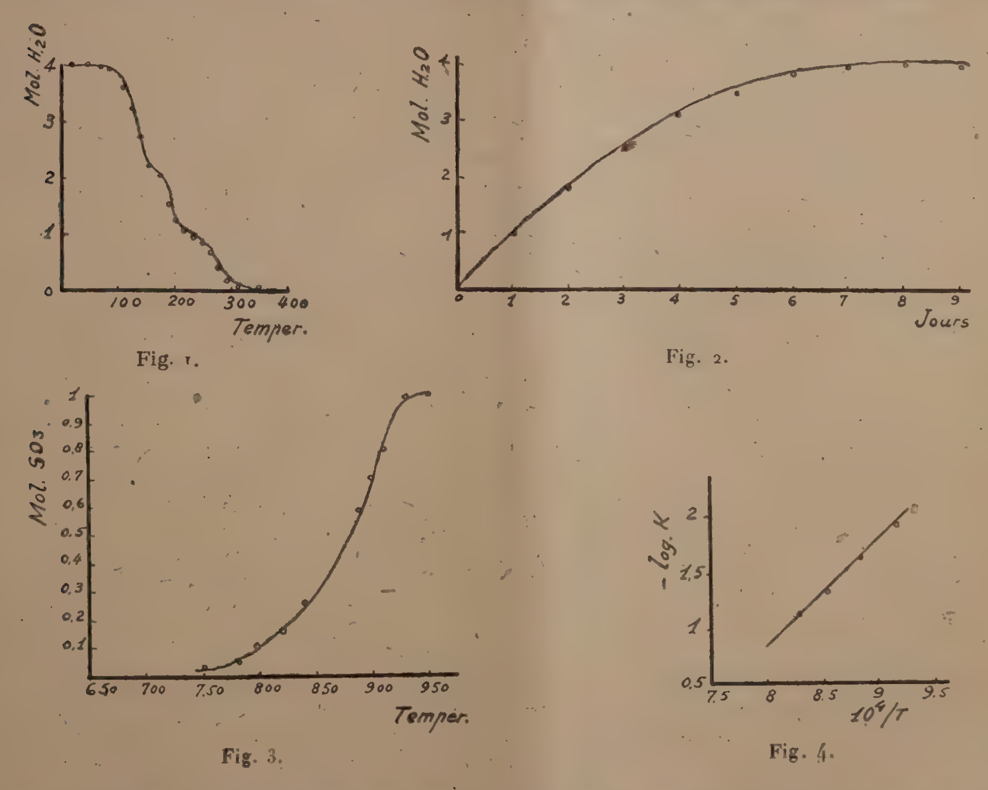


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

hémihydrate. Les produits formés, l'un à 160° et l'autre à 220°, ont été isolés : le dihydrate avait à peu près gardé la forme des petits cristaux primitifs, mais

(¹) Séance du 20 mai 1946.

(²) *Z. anorg. Chem.*, **140**, 1924, p. 61.

(³) *Comptes rendus*, **159**, 1914, p. 180.

se présentait en masses blanches, compactes, à aspect plus ou moins corné. Le monohydrate est également blanc, mais l'aspect compact et corné des grains a disparu.

2° *Rehydratation du sulfate anhydre.* — Le sulfate anhydre, obtenu par chauffage à 350°, 450° ou 550°, laissé à l'air, augmente de poids avec sensiblement la même vitesse et atteint, au bout de quelques jours, une limite correspondant à 4 mol H_2O (*fig.* 2). Il s'agit donc d'une rehydratation totale, dont le produit, déshydraté à nouveau, redonne une courbe semblable à celle de la figure 1.

B. Dissociation du sulfate de glucinium anhydre. — 1° *Étude à température linéairement croissante.* — La vitesse d'ascension était de 240° à l'heure, entre 750 et 950°. La dissociation commence à 650°, mais ne devient mesurable qu'à partir de 700°. La courbe *mol* SO_3 *dégagé, température* de la figure 3, montre une allure régulière, sans palier. Il ne se forme donc pas de sulfate basique pendant la réaction, qui est terminée vers 930°. L'état de division du produit employé ne semble pas exercer une action importante sur la vitesse de la réaction.

2° *Étude à températures fixes.* — La réaction étant, d'après nos mesures précédentes, trop lente aux températures inférieures à 800°, nous avons opéré, pour cette série d'essais, à 820, 860, 900 et 930°. Les courbes *mol* SO_3 *dégagés-temps* obtenus montrent que la dissociation a lieu proportionnellement au temps, sauf vers les fin de réaction. D'autre part la courbe — log k, $10^4/T$ que nous en déduisons (k étant la pente des droites obtenues et T la température absolue) est également une droite (*fig.* 4), ce qui vérifie la loi d'Arrhenius et donne

$$-\log k = 0{,}92 . 10^4/T - 6{,}51,$$

avec, comme corollaire, une énergie d'activation de 42 800 cal.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Un épisode de la vie de la Moselle : l'établissement de son cours de Toul au confluent avec la Meurthe.* Note [1] de M. **Jean Mercier**, présentée par M. Léon Bertrand.

Peu de questions aussi limitées dans le temps et dans l'espace ont donné lieu à une littérature aussi abondante (elle compte plus de 150 références) que celle de l'histoire des anciens rapports de la Moselle avec la Meuse et de son union à la Meurthe. L'ancien écoulement de la haute Moselle dans la Meuse par le Val de l'Ane étant prouvé par de multiples raisons, j'envisagerai seulement les causes ayant préludé à l'abandon, par la Moselle, de son cours entre Toul et Pagny-sur-Meuse et déterminé son cours actuel de Toul à Frouard et sa jonction avec la Meurthe.

---

(1) Séance du 27 mai 1946.

Au sujet des causes initiales du détournement de la Moselle d'avec la Meuse, les opinions diffèrent; la raison en réside dans leur complexité. La résistance que les argiles opposent à l'action érosive des cours d'eau, dans le cas particulier de la Moselle, sur le parcours Toul-Val de l'Ane (Wohlgemuth, 1889), constitue un élément certain, auquel se sont ajoutées d'autres raisons déterminantes, telles qu'éboulis des pentes, mouvements tectoniques (soulèvement de la pénéplaine ardennaise), affectant indirectement les relations de la Meuse et de la Moselle. Des considérations sur ces causes, on retient généralement que la Moselle est devenue, à ce moment de son histoire, un cours d'eau lent comme en témoignent les caractères de la vallée à Toul.

Ces causes initiales du détournement de la Moselle se lient à celles qui ont déterminé son écoulement vers la Meurthe et, là, les interprétations sont variées : déversement du lac toulois (Wohlgemuth, 1889; Nicklès, 1911), capture par le recul de la tête de source de la Pompey (Davis, 1896; Nordon, 1931), érosion latérale (Mlle Rigo, 1935), recul d'un ancien Terrouin (Gardet, 1943). L'explication donnée par Davis a été longtemps admise et reste encore classique.

Toutefois H. Joly (1911) a pensé que les eaux de la Moselle avaient pu s'engouffrer dans des diaclases des calcaires bajociens et couler souterrainement vers le bassin de la Meurthe. Des observations récentes apportent une confirmation à ce point de vue. Capot-Rey (1937), S. Errard (1938, 1945), Gardet (1943) attirent l'attention sur les couloirs d'écoulement souterrains qui s'enfoncent sous le plateau de Haye; ils pensent qu'une partie des eaux de la Moselle se perdait dans ces couloirs, déterminant l'appauvrissement du cours superficiel de la Moselle.

C'est à ce phénomène d'enfouissement dans les diaclases des calcaires bajociens que l'on doit, à mon avis, attribuer l'écoulement des eaux de la Moselle vers la vallée de la Meurthe. Le système de diaclases qui a disloqué la masse des calcaires bajociens se lie au réseau orthogonal des failles qui affectent cette formation. Dès qu'elles furent atteintes par le lit mineur de la Moselle, ces diaclases ont assuré l'écoulement de ses eaux. Vraisemblablement, les diaclases les plus importantes se trouvaient à l'emplacement du cours actuel de la Moselle, entre Toul et Frouard. Ainsi s'est réalisée *une vallée souterraine* importante, où coulaient les eaux de la Moselle jusqu'à leur résurgence dans la vallée de la Meurthe. La transformation de la vallée souterraine en une vallée aérienne, dont les caractéristiques étaient celles que l'on observe aujourd'hui, quoique vraisemblablement modifiées dans ses parties moyennes par l'érosion, s'est réalisée ensuite par l'effondrement de la voûte des calcaires, résultant des actions combinées du décollement souterrain des calcaires, des eaux d'infiltration et, sans doute, d'un cours d'eau superficiel qui pouvait être le Terrouin dans sa partie aval.

J'ai été amené à cette conclusion, pour expliquer la dérivation de la Moselle

vers la Meurthe, par la comparaison avec ce qui se passe actuellement pour deux cours d'eau normands, l'Aure et la Drôme. Les eaux de ces deux rivières, après leur confluent, disparaissent dans des diaclases des calcaires du Bajocien supérieur aux Fosses du Soucy. De ce point à leurs résurgences sur la plate-forme littorale, à Port-en-Bessin, elles ont un cours souterrain de 3^{km} environ, qui a déterminé une gorge souterraine d'une certaine ampleur comme en témoignent *des effondrements et des affaissements du sol.* L'Aure et la Drôme sont, dans cette partie de leur cours, à un stade qui précède la phase d'effondrement de la voûte de cette vallée souterraine et sa transformation, au moins par places, en vallée aérienne. Ce stade réalise actuellement un de ceux par lequel est vraisemblablement passée la Moselle.

Je crois donc pouvoir conclure que la dérivation de la Moselle vers la Meurthe ne s'est pas faite par un phénomène de capture par un affluent de la Meurthe, tel qu'il a été décrit d'après l'aspect morphologique et qu'il est classique de le citer comme exemple typique, mais par suite de la disparition de ses eaux dans un sous-sol calcaire fracturé par des failles déterminant un réseau important de diaclases, réalisant un cours souterrain avec résurgence sur la vallée de la Meurthe.

Le cas de la Moselle me paraît apporter un argument de plus aux conclusions de E. Fournier (²) au sujet des captures des cours d'eau superficiels par érosion souterraine : « Le phénomène de creusement des cañons semble aussi avoir eu comme point de départ un captage par un cours d'eau souterrain devenu par la suite subaérien par décollement progressif et éboulement des voûtes : le creusement de certains cañons aurait donc commencé par leur partie inférieure ».

AÉROLOGIE. — *Sur le rôle que jouent les perturbations substratosphériques lors d'abaissements anormalement forts de la tropopause.* Note (¹) de M. **Valéry Mironovitch.**

Les radiosondages quotidiens français (Saint-Cyr, Lyon, Limoges et Marignane en France, 28 + 8 + 22 + 22 mois d'observations; Blida et Rabat en Afrique du Nord, 22 + 22 mois d'observations) nous ont permis de sélectionner 119 cas d'abaissement de la tropopause dépassant $1^{km},5$ en 24 heures (93 en France et 26 en Afrique du Nord), ce qui permet déjà une étude statistique du problème, d'autant plus que ces cas ressemblent les uns aux autres, étant presque sans exceptions accompagnés de vent très fort au niveau de la tropopause et de refroidissement considérable de la troposphère supérieure.

(²) *Comptes rendus*, **133**, 1901, p. 961.

(¹) Séance du 2 janvier 1946.

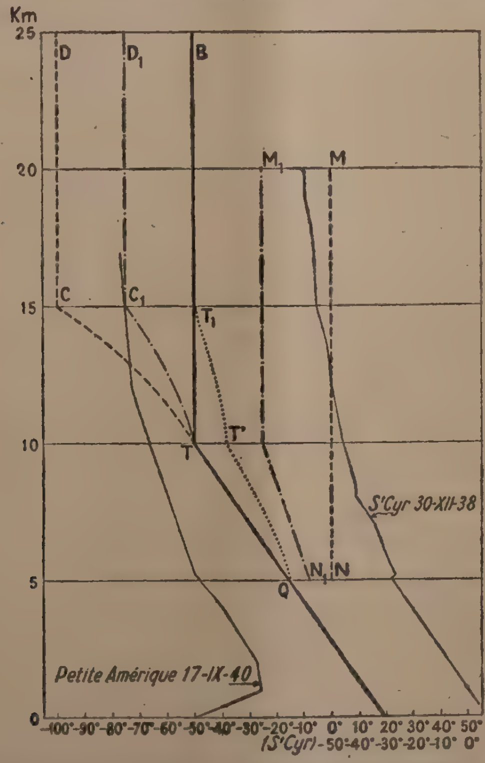
Le tableau ci-dessous montre que :

1° l'abaissement anormalement fort de la tropopause est accompagné d'une invasion froide troposphérique *en altitude* (instabilité);

		France. A.	France. B.	Afrique du Nord. A.	Afrique du Nord. B.
Nombre de cas d'abaissement de la tropopause	de 1,5 à 2km,9...	–	60	–	19
	3,0 à 5km,9...	–	29	–	5
Altitude de la tropopause Nombre de cas	de 9,9 à 8km,0...	–	70	–	19
	7,9 à 5km,0...	–	23	–	6
Variation moyenne de température	au sol....................	–	–1°,9	–	–0°,9
	au niveau de la tropopause.	–	–9°,8	–	–6°,9
Vitesse moyenne du vent en km/h d'après les radiogonio-sondages	à 1km.....	38	34	30	37
	5	77	64	69	54
	8	136	116	120	95
	10	122	95	109	95
	12	128	65	118	109
	15	110	100	180	190
Variation moyenne de pression en 24 heures en mb	au sol.........	–	–0°,8	–	–0°,5
	à la tropopause.	–	–7°,7	–	–6°,0

A, le jour précédant l'abaissement; B. le jour de l'abaissement.

2° la vitesse du vent est grande dans la substratosphère et ne diminue



Transformation de la structure thermique verticale de l'atmosphère par brassage vertical.

point ou même croît dans la basse stratosphère (allure anormale).

Dans ces conditions le brassage turbulent doit être très fort dans la substratosphère et dans la basse stratosphère, ce qui produit un mélange des airs troposphérique et stratosphérique et peut provoquer la disparition de la tropopause normale.

La figure ci-dessus tend à expliquer graphiquement ce qui se passe pendant ce mélange turbulent.

Supposons qu'une colonne stratosphérique TT_1B d'une atmosphère non perturbée symbolisée par le sondage ATB descende adiabatiquement de 5^{km}; elle se réchauffera de 50° et sera représentée par la ligne NM. Après le mélange horizontal avec l'atmosphère ambiante, nous obtiendrons une structure thermique N_1M_1. D'autre part, un courant ascendant fera monter la colonne à structure thermique telle que QTT_1 de 5^{km}, ce qui lui donnera la structure TCD et, après le mélange horizontal, TC_1D_1. Enfin le mélange entre N_1M_1 et TC_1D_1 nous donnera une atmosphère dont la structure thermique pourra être symbolisée par la courbe définitive $AQT'T_1B$.

Ainsi lors du passage de la perturbation peut-on distinguer trois parties dans l'atmosphère : 1° troposphère; 2° zone de mélange QT'T; 3° isothermique T_1B.

Les courbes des deux sondages réels (Petite Amérique sur le continent antarctique et Saint-Cyr près de Paris) (voir la figure), consécutifs à des perturbations, sont comparables avec la courbe théorique.

On voit que dans ces cas il faudrait plutôt parler du relèvement de la base de la stratosphère que de l'abaissement de la tropopause.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur les centres moléculaires de condensation et les phénomènes atmosphériques*. Note de M. **André Debierne**.

J'ai montré [1] que les bombardements de la guerre ou les expériences d'explosion de bombe atomique pouvaient créer dans l'atmosphère un très grand nombre de centres moléculaires nitriques (une bombe atomique de 10^{kg} peut donner théoriquement cinq millions de centres nitriques par centimètre cube d'air dans une couche atmosphérique de 40^{km} d'épaisseur).

Les centres sont constitués, à l'origine, par des molécules d'acide nitrique ayant absorbé par affinité chimique un certain mombre de molécules d'eau. Ces groupements de molécules peuvent se transformer en gouttelettes infiniment petites qui grossiront peu à peu dans l'air sursaturé de vapeur d'eau.

Il faut remarquer que : 1° la tension de vapeur des gouttelettes très fines est notablement supérieure à la tension normale; 2° le grossissement de celles

(1) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1124.

obtenues à partir des centres nitriques doit se faire plus difficilement que celui des gouttelettes formées autour des ions et des poussières; 3° une distillation peut s'établir entre les gouttes très petites et celles notablement plus grosses; 4° cette distillation ou l'évaporation en atmosphère sèche laissera toujours subsister le centre nitrique; 5° les rencontres mutuelles par suite de l'agitation thermique ne doivent être que rarement suivies d'agglomération en gouttelettes plus grosses, car la variation d'énergie superficielle correspondante, qui paraît être seule à intervenir, est extrêmement petite. Il en résulte que la probabilité de disparition des centres nitriques par formation de gouttes de pluie est très faible. D'ailleurs le nombre de gouttes de pluie tombant annuellement sur la surface du globe est relativement petit. On peut calculer que chaque litre d'air d'une couche de 40^{km} ne libère annuellement, en moyenne, que quelques gouttes de pluie, alors que chaque centimètre cube peut contenir des millions de centres nitriques. L'élimination de ces centres ne me paraît pouvoir se faire en quantité notable qu'au moment des précipitations de pluie ou de neige par une espèce de balayage de l'atmosphère, ou par contact avec les parois solides dans les régions voisines du sol.

Il est ainsi très probable que le nombre des centres nitriques diminue lentement et que leur présence puisse intervenir pendant de longues périodes.

Au début de leur formation les centres constituent des groupements analogues à des molécules de gaz complexe, et leur action globale de diffraction de la lumière est négligeable. Mais, à l'état de gouttelettes ayant des dimensions égales ou supérieures aux longueurs d'onde lumineuses, le phénomène peut devenir très important. Il peut déterminer une diminution notable de l'énergie solaire utilisable à la surface de la Terre, qui interviendra dans l'évaporation des eaux de la mer, la croissance de la végétation, l'accumulation de l'eau dans les réservoirs naturels ou artificiels des centrales électriques etc. A ce sujet j'ai cru remarquer que, depuis plusieurs années, le bleu du ciel était toujours voilé, toujours plus ou moins laiteux, même après des pluies d'orage, qui d'ordinaire sont suivies d'éclaircies avec un ciel d'un bleu très profond.

Dans une première période après leur formation, les centres accumulent de l'eau dans l'atmosphère, et cela peut expliquer la sécheresse des années précédentes, mais l'accumulation croissante d'eau par grossissement des centres, en même temps qu'elle provoque des temps couverts de brume ou de nuages, augmente la probabilité des précipitations, et des périodes de pluie abondante peuvent être imaginées avant la disparition à peu près complète des centres nitriques.

La dispersion des centres à partir des lieux d'explosion se fait au hasard des courants atmosphériques, une répartition uniforme, même approximative, ne sera jamais réalisée et l'on ne peut faire de prévisions sur les régions qui peuvent être spécialement touchées au point de vue météorologique. Mais la

présence, pendant un temps très long, d'un très grand nombre de centres nitriques de condensation pouvant intervenir dans les phénomènes atmosphériques de régions très éloignées les unes des autres, me paraît tout à fait probable. Il est d'ailleurs possible que l'énorme gerbe d'eau et de vapeur qui se produira si l'explosion d'une bombe atomique est effectuée au-dessus de la mer, puisse diminuer dans une certaine proportion le nombre des centres nitriques dispersés dans l'atmosphère et susceptibles d'agir en des régions éloignées.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la localisation des pigments carotiniens chez les Phalloïdées.* Note (¹) de Mme **Panca Heim**, présentée par M. Roger Heim.

Les carpophores de nombreux Ascomycètes et Basidiomycètes présentent des teintes rouge ou orangée provoquées par la présence de caroténoïdes à l'intérieur de leurs cellules. Nous avons étudié les caractères cytologiques de ces pigments. Chez tous les Discomycètes examinés [*Sarcoscypha coccinea* Jacquin, *Peziza aurantia* Pers., *Melastiza miniata* (Fuck.) Boud., *Anthracobia melaloma* (Alb. et Schw.) Boud., divers *Humaria* etc.], les caroténoïdes localisés dans les paraphyses sont dissous dans des gouttelettes huileuses, généralement très petites, en suspension dans le cytoplasme. On sait qu'il en est de même chez beaucoup d'autres Champignons, par exemple chez les Levures orangées, dans le mycélium de diverses moisissures (*Penicillium* etc.).

Chez les Basidiomycètes de l'ordre des Phallales (Phalloïdées), le carotène est tout autrement disposé dans les cellules. Nos observations ont porté sur *Mutinus caninus* Fr. ex Huds., espèce européenne, dont le stipe présente vers le sommet et, à l'état jeune, dans toute sa partie supérieure, entourée alors par le péridium, une teinte d'un rouge orangé vif. En examinant *in vivo* les cellules de cette région colorée, on remarque que le pigment se présente surtout à l'état de très fines aiguilles plus ou moins longues, ou de tablettes à contours rectilignes : il s'agit de cristaux de carotène, qui bleuissent intensément sous l'action de l'acide sulfurique et brillent vivement entre les nicols croisés du microscope polarisant; de plus, le cytoplasme des mêmes cellules contient souvent quelques globules huileux de teinte jaune.

Chez les végétaux supérieurs, la présence de carotène cristallisé est toujours liée à la formation de ce pigment dans des chromoplastes. En est-il de même chez les Phalloïdées? Dans le primordium encore très petit de *Mutinus*, le stipe est incolore; dans les cellules qui constituent celui-ci, remplies d'un cytoplasme dense, il est impossible alors d'observer *in vivo* un élément figuré quelconque, mais l'étude des coupes fixées par le liquide de Regaud et colorées à l'héma-

(¹) Séance du 27 mai 1946.

toxyline révèle la présence d'un chondriome formé de fins chondriocontes flexueux. Dans un œuf plus âgé, dès que le pied commence à rosir, le contenu des cellules devient moins dense et laisse percevoir nettement les chondriocontes; un certain nombre d'entre eux, toujours flexueux, sont colorés en rose, soit diffusément, soit sous forme de fins granules. Puis, à mesure que le carpophore se développe et que la teinte du stipe s'intensifie, on peut distinguer tous les stades de la formation des aiguilles cristallines au niveau des chondriocontes. Les images sont extrêmement nettes et ressemblent étroitement à celles qu'a décrites Guilliermond dans les fleurs de *Clivia* en voie d'épanouissement ([2]). Dans les cellules adultes, à l'intérieur desquelles une grande vacuole est entourée d'une mince couche cytoplasmique, les chromoplastes porteurs de tablettes ou d'aiguilles rouges sont toujours groupés autour des noyaux (ces cellules sont polynucléées).

Nos observations montrent la généralité de ce phénomène parmi les Phalloïdées, dont de nombreuses espèces présentent probablement les mêmes particularités cytochimiques. En effet, chez trois Phalloïdées exotiques examinées, *Mutinus bambusinus* (Zollinger) Ed. Fisch. (échantillons de Cochinchine), *Lysurus hexagonus* R. Heim [voisin de *L. Mokusin* (Cibot) Fr.] (de Madagascar), et un *Pseudocolus* sp. (également de Madagascar), nous avons retrouvé, sur des spécimens conservés dans le formol, les mêmes cristaux orangés et biréfringents que chez *Mutinus caninus*; le mode de conservation ne permet pas de préciser l'origine de ces cristaux, mais il est difficile de supposer qu'ils ne se forment pas de la même manière que dans le cas précédemment décrit.

Cette Note apporte, pour la première fois, des indications relatives à la présence, chez les Champignons, de plastes comparables à ceux jusqu'ici exclusivement décrits chez les végétaux chlorophylliens.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Le comportement de la vitamine C en présence de divers sucres et la ration alimentaire du nourrisson.* Note ([1]) de M. **Philippe Joyet-Lavergne**, présentée par M. Maurice Caullery.

Un supplément d'acide ascorbique est sans action sur les oxydations dans les cellules de la glande salivaire de la larve de Chironome ([2]). Si, cependant, ces cellules ont absorbé une petite quantité de lévulose ou de galactose ou de glucose, l'adjonction d'un supplément d'acide ascorbique peut, parfois, augmenter le rythme des oxydations. La présence du sucre faciliterait-elle l'intervention de la vitamine C dans les oxydations?

([2]) *Rev. Gén. Botan.*, **31**, 1919, p. 311, Pl. 40 et 40 *bis*.

([1]) Séance du 27 mai 1946.

([2]) Ph. Joyet-Lavergne, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 685.

Une étude comparée de l'action de chacun des sucres et de l'action de l'acide ascorbique en leur présence a été faite sur divers types cellulaires. On prépare, à cet effet, trois solutions de Ringer sucrées, contenant respectivement 0,5 % de chacun des sucres. Dans chaque expérience, un fragment de tissu vivant est divisé en 8 parties microscopiques égales, placées chacune, au même moment, dans une goutte de l'une des 8 solutions suivantes : 1. *Ringer;* 2. *Ringer lévulose;* 3. *Ringer galactose;* 4. *Ringer glucose;* 5. *Ringer;* 6. *Ringer lévulose;* 7. *Ringer galactose;* 8. *Ringer glucose.* Après un séjour de 10 minutes, chacune des préparations, de 1 à 4, reçoit une goutte d'eau; chacune des préparations, de 5 à 8, reçoit une goutte d'acide ascorbique à 1/5000 (solution fraîchement préparée). On ajoute ensuite une goutte du même leucodérivé à chacune des 8 préparations, on recouvre d'une lamelle et l'on étudie la marche des oxydations intracellulaires dans chaque préparation.

L'étude a été faite sur divers types cellulaires du Triton marbré. Dans chacune des expériences successives, le tissu a été prélevé sur un Triton différent. La comparaison des préparations de 1 à 4 précise l'action de chacun des sucres sur les oxydations de la cellule vivante. Cette comparaison apporte une confirmation nouvelle des résultats déjà acquis [2] : « Les facteurs de la vie cellulaire qui règlent le métabolisme d'un sucre sont différents suivant le sucre considéré » [3]. La comparaison des préparations 2 et 6, 3 et 7, 4 et 8 montre quel est le comportement de l'acide ascorbique d'après la nature du sucre absorbé par la cellule. Nous ne décrivons ici que les expériences sur les tissus pour lesquels l'action de l'acide ascorbique seul s'est révélée nulle, l'interprétation des autres expériences étant trop complexe.

Étude des cellules musculaires. — *Expérience I.* — Recherches par le leucodérivé du bleu de crésyl. L'acide ascorbique seul n'a aucune action sur les oxydations cellulaires; or, sa présence renforce l'action positive du galactose et transforme l'action nulle du glucose en une action positive. L'action du lévulose n'est pas modifiée.

Expérience II. — Recherches par le leucodérivé du bleu de toluylène. La présence de l'acide ascorbique augmente légèrement l'action positive du galactose; les actions nulles du glucose et du lévulose restent inchangées.

Expérience III. — Recherches par le leucodérivé du bleu de méthylène. L'acide ascorbique ne modifie pas les actions nulles du galactose et du glucose; sa présence augmente légèrement l'action positive du lévulose.

Étude des cellules intestinales. — *Expérience IV.* — Recherches par le leucodérivé de la phénosafranine. La présence de l'acide ascorbique augmente nettement les actions positives du galactose et du glucose, mais n'a aucun effet sur l'action positive du lévulose.

Expérience V. — Recherches par le leucodérivé du bleu de Nil. Les actions du galactose et du glucose sont renforcées par l'acide ascorbique; l'action positive du lévulose n'est pas changée.

Expérience VI. — Recherches par le leucodérivé du bleu de crésyl. Les actions positives du galactose et du glucose sont augmentées par l'acide ascorbique; celle du lévulose, qui est nulle, reste inchangée.

---

[3] Ph. Joyet-Lavergne, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 893.

ETUDE DES CELLULES NERVEUSES DE L'ENCÉPHALE. — *Expérience VII.* — Recherches par le leucodérivé du bleu de méthylène. L'action du galactose, qui est nulle, et celle du glucose, qui est positive, sont augmentées; celle du lévulose, légèrement négative, reste inchangée.

Expérience VIII. — Recherches par le leucodérivé du bleu de crésyl. Les résultats sont semblables à ceux de l'expérience précédente.

CONCLUSIONS. — *La présence d'une provision de sucre dans la cellule vivante peut permettre l'entrée en catalyse d'un supplément de vitamine C, supplément qui, sans le sucre, serait resté inutilisé. Le galactose, puis le glucose sont nettement plus favorables que le lévulose.*

Si la présence du sucre facilite l'intervention de la vitamine C, c'est parce que cette vitamine joue un rôle actif dans le métabolisme du monosaccharide : galactose ou glucose. En ce qui concerne le glucose, il y a une vitamine qui intervient dans son métabolisme, c'est la vitamine B_2 ; mais nous savons que la vitamine B_2 ne participe pas au métabolisme du galactose [3]. La vitamine C sera donc utile dans toutes les rations alimentaires qui apportent du galactose comme métabolite, et la conclusion pratique de nos recherches est la suivante : *Toute ration alimentaire qui contient une assez forte proportion de lactose devra être riche en vitamine C.*

D'après Mme Randoin [4], la ration alimentaire du nourrisson se différencie de celle de l'adulte par sa grande richesse en vitamine C et en vitamine A. Aucune interprétation n'a été donnée sur les causes de cette différence. Les résultats ci-dessus montrent que la forte teneur en vitamine C de la ration du nourrisson doit être rattachée au rôle que joue la vitamine C dans l'oxydation du galactose, métabolite abondant dans la ration de l'enfant. Quant à la forte teneur en vitamine A, elle s'explique par la qualité de cette vitamine d'être un constituant cellulaire. Participant à la genèse des nucléoles et des chondriosomes [5], la vitamine A est largement utilisée dans la genèse des cellules nouvelles qui apparaissent chez le nourrisson, organisme en période de croissance très active.

BIOCHIMIE BACTÉRIENNE. — *Les acides ribo- et désoxyribonucléiques de la cellule bactérienne et leur signification.* Note [1] de M. **ROGER VENDRELY** et Mme **YVONNE LEHOULT**, présentée par M. Gaston Ramon.

C'est au dosage des deux acides nucléiques chez quelques espèces bactériennes que nous nous sommes particulièrement attachés dans ce travail. Pour cela nous avons appliqué aux microbes, avec diverses modifications, la méthode suivie par Schneider pour les tissus animaux [2]. En conséquence

---

(4) *Bull. Acad. Méd.*, 124, 1941, p. 590.

(5) PH. JOYET-LAVERGNE, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 18, 1936, p. 1041; *Protoplasma*, 28, 1937, p. 131.

(1) Séance du 20 mai 1946.

(2) *Journ. biol. Chem.*, 161, 1945, p. 293.

nous nous sommes livrés : 1° à un épuisement à froid des corps bactériens par de l'acide trichloracétique à 5 %, afin d'éliminer l'*acido-soluble* renfermant purines et pyrimidines libres, nucléosides et nucléotides; 2° à un épuisement ultérieur à chaud (à 90°) par de l'acide trichloracétique de même concentration, dans le but d'enlever, cette fois, la quasi-totalité des deux acides nucléiques à ribose et à désoxyribose, mais au prix d'une hydrolyse partielle qui, du reste, ne nuit en rien au dosage de ces corps par les techniques utilisées. Sur le liquide extractif ainsi obtenu, on dose le total des deux acides nucléiques par détermination des purines au moyen d'une technique de précipitation cuivreuse mise antérieurement au point par nous ([3]) et l'acide à désoxyribose par la méthode de Dische à la diphénylamine ([4]); l'acide à ribose est évalué par différence et l'on en vérifie l'ordre de grandeur par la méthode de Bial-Mejbaum à l'orcine ([5]). En outre, la teneur *approximative* en protéines totales est calculée, en admettant que tout l'azote non nucléique est protéique.

Nous résumons, dans le tableau ci-dessous, les résultats obtenus pour quelques espèces bactériennes (cultures de 20 heures sur gélose).

Pour 100 parties de bactéries sèches.

	N total.	Protéines totales.	Acide nucléique total.	Acide à désoxyribose.	Acide à ribose.	Rapport $\frac{\text{ac. désox.}}{\text{ac. nuc. t.}}$
Staphylocoque (souche n° 72).	13,95	75,50	11,57	2,82	8,75	0,24
Bacille du charbon (1er vaccin de Pasteur).	10	58	4,35	1,15	3,20	0,26
» typhique (souche D_1)..	14,61	78,50	12,84	3,72	9,12	0,29
Colibacille (souche C_1).......	14,40	76,80	13,12	4,40	8,72	0,34
» (» K_2).......	14,20	74,90	13,90	4,17	9,73	0,30

Les bactéries renferment ainsi de 5 à 10 % de leur poids sec d'acide ribonucléique. Il y a tout lieu de penser, par analogie avec ce qui se passe chez les êtres plus élevés en organisation (Caspersson, Brachet), que cet acide existe dans le cytoplasme et qu'il y est en rapport avec les phénomènes de synthèse des protéines. La teneur exceptionnellement élevée des bactéries en acide ribonucléique cytoplasmique témoignerait seulement d'une très haute capacité de synthèse des protéines, liée elle-même au prodigieux pouvoir de multiplication de ces micro-organismes.

Les recherches récentes (spécialement celles de Tatum et de ses collaborateurs) sur les mutations des bactéries provoquées par les rayons X ne laissent guère de doute quant à la présence de gènes chez les bactéries, encore

([3]) *Bull. Soc. Chim. biol.*, **26**, 1944, p. 214.
([4]) *Mikrochemie*, 8, 1930, p. 4.
([5]) *Zeits. physiol. Chem.*, **258**, 1939, p. 117.

que leur existence ne puisse être démontrée de façon absolument formelle, à cause de l'impossibilité dans laquelle se trouvent les généticiens de réaliser des expériences de croisement avec des êtres dépourvus de sexualité. Par analogie avec ce qui se rencontre chez les êtres supérieurs, il y a donc lieu de localiser l'acide désoxyribonucléique dans un quelconque appareil nucléaire. Mais cet acide représente autour de 3 à 4 % du poids sec des germes. Si l'on admet que, comme chez les êtres supérieurs (Mirsky et Pollister), il est combiné avec son poids ou le double de son poids de protéines basiques pour former les nucléoprotéides des gènes (sans parler de la chromosomine acidique), cela conduit à postuler l'existence d'un noyau ayant, en dimensions *linéaires*, au moins la moitié des dimensions de la cellule bactérienne. Les organites décrits par Stille, par Piekarski, par Delaporte etc., à la suite de la photographie des bactéries en ultraviolet à 2650 Å et de l'application aux mêmes bactéries de la réaction de Feulgen, paraissent trop petits pour loger tout l'acide désoxyribonucléique révélé par les dosages. Mais il n'en va plus de même des gros *noyaux* vus tout récemment par Robinow ([6]), grâce à sa technique spéciale de coloration au Giemsa. Ajoutons que cet acide désoxyribonucléique des gènes bactériens est susceptible de se solubiliser sans dénaturation et qu'on peut alors provoquer avec lui le remarquable phénomène des *mutations dirigées*, dont nous traitions ici même récemment : une bactérie en mutation acquiert les caractères antigéniques et enzymatiques d'une autre bactérie (voisine de la première), sous l'effet inducteur de l'acide désoxyribonucléique isolé de cette autre bactérie ([7]).

A 15h55m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h20m. L. B.

([6]) *Proc. Roy. Soc. London*, B, **130**, 1942, p. 299; *Journ. Hyg.*, **43**, 1944, p. 413; voir également l'*Addendum*, par Robinow, au livre de Dubos, *The Bacterial Cell* (1 vol. 1945).

([7]) *Comptes rendus*, **221**, 1945, pp. 646 et 718; *Experientia* (Suisse), **1**, 1945, pp. 334; **2**, 1946, p. 139 (en collaboration avec Boivin et Delaunay); voir également les travaux d'Avery et ses collaborateurs, *Journ. exp. Med.*, 79, 1944, p. 137; 83, 1946, pp. 89-97.

ERRATA.

—

(Séance du 25 mars 1946.)

Note de Mlle *Juliette Roquet*, Sur les propriétés magnétiques du sesquioxyde de fer faiblement magnétique :

Page 729, lignes 2, 3 et 4 du tableau, *au lieu de* .10, *lire* $.10^{-4}$.

(Séance du 8 avril 1946.)

Note de M[lle] *Suzanne Dubois*, Étude spectroscopique de la formation de complexes entre le glycollate de sodium et le chlorure mercurique :

Page 901, formule $K = \ldots$, au numérateur, *au lieu de* $\Gamma_2 p \ldots$, *lire* $\Gamma^2 p' \ldots$

Page 902, formule (5), *lire* $K = \frac{C_{gly} \times C^2_{Cl_2 Hg}}{C_{gly, 2Cl_2 Hg}} \ldots$

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mai 1946.

Dix années de recherches à l'Institut belge pour l'amélioration de la betterave à Trémont de 1932 *à* 1941, par L. Decoux. Bruxelles, Imprimerie S. A. D. I., 1945; 1 vol. 27[cm] (présenté par M. M. Javillier).

Histoire géologique du sol français. Tome II. *Le plan architectural et l'édification de nos grandes régions géologiques,* par Léon Bertrand, in *Bibliothèque de philosophie scientifique.* Paris, Flammarion, 1946; 1 vol. 19[cm],5.

Les Agarics tropicaux à hyménium tubulé (*Madagascar, Côte d'Ivoire, Guinée, Antilles, Insulinde*). Planches I à IV, par Roger Heim, in *Revue de Mycologie.* Tome X (N. S.). Fasc. 1-4. Paris, Laboratoire de cryptogamie du Muséum national d'histoire naturelle, 1945; 1 fasc. 24[cm].

Spectres de vibration et symétrie des molécules et des cristaux, par Jean-Paul Mathieu, Paris, Hermann et C[ie], 1945; 1 vol. 25[cm] (présenté par M. Ch. Mauguin).

Hommage de l'Académie d'Agriculture de France à M. Henri Hitier à l'occasion du vingtième anniversaire de son élection au secrétariat perpétuel (Décembre 1925-Décembre 1945). Alençon, Imprimerie alençonnaise, Maison Poulet-Malassis, 1946; 1 vol. 19[cm].

Sur les séries hypergéométriques, par Fernand Simonart. Extrait des *Annales de la Société scientifique de Bruxelles.* Louvain, Secrétariat de la Société scientifique de Bruxelles, 1939; 1 fasc. 24[cm],5.

Géométrie infinitésimale. Sur une transformation généralisée de Ribaucour, par Fernand Simonart. Extrait du *Bulletin de l'Académie royale de Belgique.* Bruxelles, Palais des Académies, 1945; 1 fasc. 25[cm].

Jubilé professoral de M. le Baron de la Vallée Poussin, par Fernand Simonart. Extrait de la *Revue des Questions scientifiques.* Louvain, Établissements Fr. Ceuterick, 1946; 1 fasc. 24[cm],5.

Courbes algébriques sur corps fermés de caractéristique quelconque, par Germán Ancochea. Extrait de *Acta salmanticensia.* Universidad de Salamanca, 1946; 1 fasc. 24[cm].

La production cinématique des courbes algébriques et transcendantes, par Jekabs Vitols. 212 dessins avec une introduction manuscrite de l'auteur, 33[cm],5.

Les plantes cultivées. Histoire. Économie, par André Guillaumin, in *Bibliothèque scientifique.* Paris, Payot, 1946; 1 vol. 23[cm] (présenté par M. A. Chevalier).

Technologie laitière, par Georges Ray. Paris, Dunod, 1946; 1 vol. 25[cm].